Largueros.

Los largueros del bastidor son barras de hierro forjado de sección cuadrada ó rectangular y de espesor mínimo de 75 mm., que llega á 120 mm. en las máquinas de tres ejes acoplados. Las guías tienen riostras interiores para mantener la separación y son generalmente de fundición. Los largueros se unen por medio de pasadores á la traviesa delantera y á los cilindros.

Las máquinas de cuatro ejes acoplados tienen dobles largueros, en la parte anterior, rodeando á los cilindros; las guías y sus arriostramientos son más fuertes que en las otras locomotoras.

Algunas veces se encorvan los largueros para facilitar la colocación del hogar.

Los dos largueros están unidos por varias riostras transversales que se sujetan con pasadores. Se disminuye el trabajo de los pasadores (la tronchadura), pasando á través de las juntas clavijas empotradas á medio espesor del hierro.

Las ventajas de estos largueros son: que no ocultan el mecanismo, facilitando su reconocimiento y reparación; facilitan también la colocación de las guías y de todas las piezas del mecanismo; todas las uniones son sencillas y baratas. Pero no tienen la resistencia debida, hasta el punto que algunos Ingenieros europeos dicen que el verdadero bastidor es la caldera y lo demás un arriostramiento; los americanos, ya lo hemos dicho, colocan la resistencia en segundo lugar; lo primero es la baratura.

El inconveniente mayor de estos largueros es su espesor, que reduce el ancho del hogar ó exige que éste se coloque por encima del bastidor, elevándose el centro de gravedad y disminuyendo la estabilidad de la locomotora, por más que este defecto no tiene realmente la importancia que se le atribuía en Europa, según van demostrando los constructores ingleses.

Clavija maestra.

El avantren articulado se compone de un carretón, con dos ejes muy próximos, que lleva un pivote vertical la clavija maestra. En la disposición más sencilla el pivote va unido á la caldera y transmite todo el peso á un cojinete de fundición unido al carretón. Otras veces el peso se refiere á las cajas de grasa por medio de un balancín con resortes.

Los carretones más perfeccionados permiten un desplazamiento lateral del resorte: la máquina va unida al carretón por medio de dos bielas inclinadas, la caldera va unida al extremo inferior de estas bielas y el superior se articula á una traviesa del carretón que lleva el cojinete; éste puede correrse transversalmente, pero levantando una biela é inclinando más la otra, de suerte que el sistema tiende á recobrar su posición normal, posición que se conserva al recorrer las alineaciones, y que se pierde en las curvas bajo la influencia de la reacción que el carril exterior transmite á la rueda correspondiente.

La articulación Bissel (nombre de su inventor) consta de un bastidor triangular; en el vértice va la clavija maestra y en la base un eje ordinario; el peso de la caldera se transmite á las cajas de grasa por medio de manecillas inclinadas, que mantienen el sistema en su posición normal al recorrer las alineaciones y que permiten el giro de la clavija maestra al pasar por las curvas.

El eje Bissel produce el mismo efecto que las cajas radiales usadas en Europa.

VICENTE RUIZ.

ATENEO DE MADRID

CONFERENCIAS SOBRE ELECTRICIDAD POR EL SEÑOR MADARIAGA, PROFESOR DE DICHA ASIGNATURA EN LA ESCUELA DE MINAS

VII

Expuesta la hipótesis de Weber, complementada por la de Maxwell, acerca del magnetismo, y visto que un imán está constituído por otros elementales, comenzaremos su estudio por el de éstos.

Se entiende por *intensidad de imantación* de un imán elemental la relación de su momento magnético á su volumen

$$Y = \frac{A}{v}.$$

Sustituyendo en esta expresión las dimensiones de A y v hallamos las de Y, que serán por tanto:

$$\frac{\left[L^{\frac{5}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}\right]}{[L^3]} = \left[L^{-\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}\right].$$

Dada la pequeña longitud de un imán elemental, cuya forma se supone sea cilíndrica, se puede admitir que sus polos están en las bases, y en estas condiciones se llama *densidad* á la relación de la masa magnética á la superficie

$$\sigma = \frac{m}{s}.$$

Como se tienen, llamando l á la longitud del imán, las relaciones

$$ml = A \quad » \quad sl = v,$$

se ve que sustituyendo en la expresión de σ, m y s, deducidos de las fórmulas anteriores, resulta:

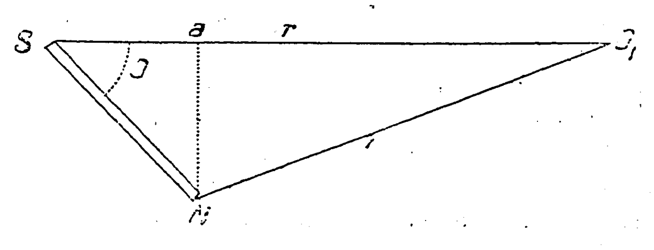
$$\sigma = \frac{A}{v} = Y,$$

es decir, que la densidad magnética es igual á la intensidad de imantación, teniendo, por lo tanto, σ las mismas dimensiones que Y.

En efecto:

$$\frac{\left[L^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}\right]}{[L^2]} = \left[L^{-\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}\right].$$

Considerando el campo producido por uno de estos imanes elementales, vamos á hallar el potencial en uno de sus puntos.



Sea el imán elemental NS, cuyo polo N tiene $(+m)$ de masa magnética y $(-m)$ el polo S; 0_1 el punto cuyo potencial se quiere definir y r r' su distancia á S y N respectivamente.

Tenemos que

$$V = \Sigma \frac{m}{r} = \frac{m}{r} - \frac{m}{r'} = m \frac{r - r'}{rr'}.$$

Como $r' = r + dr$, se puede sustituir rr' por r^2.

Además, como el ángulo, bajo el cual se ve desde 0_1 el imán elemental, es muy pequeño, por serlo este imán, se puede admitir que

$$r - r' = aS = l \cos. \theta.$$

Tendremos, por lo tanto,

$$V = m \frac{r - r'}{rr'} = \frac{ml \cos. \theta}{r^2} = \frac{A \cos. \theta}{r^2}.$$

Si tomamos varios de estos imanes elementales de la misma intensidad y los vamos empalmando, de tal modo que el polo N de uno venga á unirse al S del siguiente y así sucesivamente, tendremos lo que se llama un *filete magnético*.

Su acción sobre un punto exterior será la de los polos extremos, pues los intermedios se neutralizarán por la disposición en que los hemos colocado; llamando r y r', como anteriormente las distancias desde un punto 0_1 del campo á los extremos del filete, el potencial en ese punto será

$$V = m \left(\frac{1}{r'} - \frac{1}{r} \right),$$

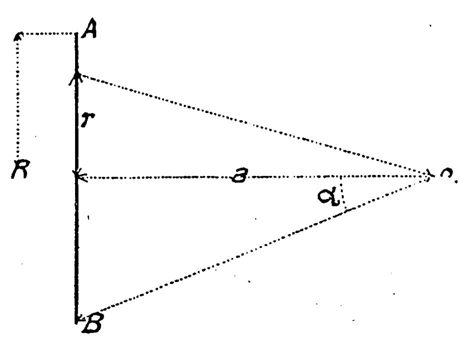
en cuya fórmula r y r' pueden ser cualesquiera, de modo que no podemos hacer la simplificación del caso del imán elemental.

Si $r = r'$, es decir, si el filete viniese á cerrarse uniéndose sus dos polos extremos $V = 0$, lo cual quiere decir que la acción de un anillo ó toro elemental sobre un punto exterior es nula, no hay campo exterior.

Si varios de estos filetes de igual longitud los acoplamos de tal modo que sus polos Norte queden constituyendo una de las bases del cilindro que así resulta y sus polos Sur la otra, tendremos lo que se llama un *imán uniforme*.

Sus partes activas son las bases; de modo que para hallar el potencial en un punto del campo así producido, basta hallar el debido á cada uno de los discos-bases y sumarlos algebráicamente. Después, para conocer la intensidad en ese punto, recordaremos que es igual á la derivada del potencial cambiada de signo.

Nos vemos, por consiguiente, inducidos á hallar la acción de un disco de una cierta densidad sobre un punto exterior que supondremos situado en la normal que pasa por su centro.



Sea σ la densidad del disco proyectado en AB; su radio es R. Si consideramos el anillo limitado por las circunferencias de radio r y $r + dr$, la masa magnética en él contenida será:

$$2\pi r dr \sigma;$$

como la distancia de 0_1 al anillo es $\sqrt{r^2 + a^2}$, el potencial en 0_1 debido á dicho anillo será

$$dV = \frac{2\pi r dr \sigma}{\sqrt{r^2 + a^2}}.$$

El potencial debido al disco total será por consiguiente

$$V = \int_0^R \frac{2\pi r dr \sigma}{\sqrt{r^2 + a^2}} = 2 \sigma \left(\sqrt{R^2 + a^2} - a\right)$$

y derivando para obtener la intensidad

$$H = -\frac{dV}{da} = -2\pi\sigma \left(\frac{a}{\sqrt{R^2 + a^2}} - 1 \right)$$

$$= 2\pi\sigma \left(1 - \frac{a}{\sqrt{R^2 + a^2}} \right)$$

y llamando α el ángulo plano bajo el cual se ve desde 0_1 el borde del disco, tendremos:

$$\cos. \alpha = \frac{a}{\sqrt{R^2 + a^2}}$$

y por tanto

$$H = 2\pi\sigma (1 - \cos. \alpha)$$

Si σ es positiva $(+m)$ esta acción lo es también, es decir, que el disco repele al punto 0_1 donde se supone la unidad de masa positiva.

Si, por el contrario, $\sigma = -m$, le atrae.

Pero si imaginamos trazada la esfera de radio unidad, teniendo su centro en 0_1, el área del casquete limitado por el cono bajo el cual se ve desde 0_1 el disco, (cono que tiene α de semiángulo en el vértice), el área de este casquete será: (circunferencia de círculo máximo 2π, por altura del casquete $1 - \cos. \alpha$)

$$2\pi (1 - \cos. \alpha).$$

Como esta área mide el ángulo sólido del cono antedicho, tendremos llamándole ω que

$$H = \sigma \omega.$$

La intensidad en un punto del campo es igual á la densidad multiplicada por el ángulo sólido, bajo el cual se ve el disco desde el punto considerado.

No perdiendo de vista que este estudio lo hemos hecho para aplicarlo á un imán uniforme, tendremos que la intensidad en un punto del campo por él producido será

$$H = \sigma (\omega - \omega')$$

siendo ω y ω' los ángulos sólidos correspondientes á las caras positiva y negativa respectivamente, vistas desde el punto cuya intensidad se quiere definir.

En el caso del disco si suponemos 0_1 llega á estar en su superficie

$$\omega = 2\pi,$$

luego

$$H = 2\pi\sigma.$$

Si en lugar de empalmar, por decirlo así, los imanes elementales para luego acoplar los filetes magnéticos, yustaponemos desde luego los imanes elementales, constituiremos los llamados *imanes laminares* ú *hojuelas magnéticas*.

Supongamos varios imanes elementales de la misma altura ε unidos de tal modo, que todos sus polos Norte queden hacia un lado y los Sur hacia el otro.

Siendo σ la densidad magnética, prescindiendo del signo que hay en las dos caras del imán laminar, se llama *potencia* de la hojuela, el producto $\sigma\varepsilon$

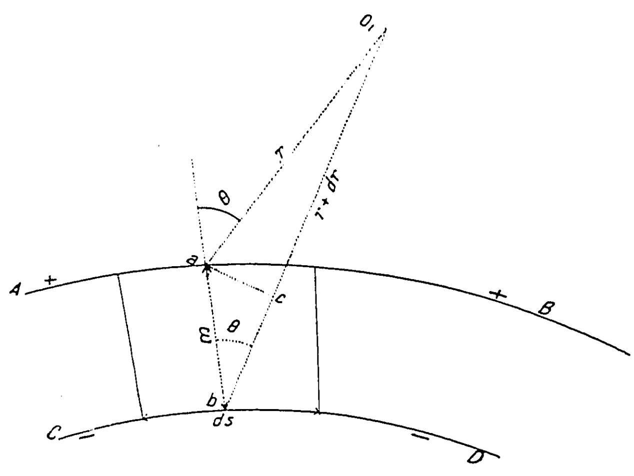
$$P = \sigma\varepsilon$$

O sea el momento magnético de un imán de altura ε, de densidad σ y cuyas bases fuesen la unidad.

ε no es más que una longitud, y como conocemos las dimensiones de σ, podremos hallar las de P que serán

$$\left[L^{-\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}\right] [L] = \left[L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}\right]$$

Consideremos una de estas hojuelas y procedamos como siempre á definir el potencial en un punto del campo por ella producido.



Sea una hojuela tal como la ABCD; la cara AB es la positiva y CD la negativa; tomemos en ellas elementos ds correspondientes; sus cargas serán $(+\sigma ds)$ y $(-\sigma ds)$. Sean por fin r y $r + dr$ las respectivas distancias desde 0_1.

Tendremos:

$$dV = \frac{\sigma ds}{r} - \frac{\sigma ds}{r + dr} = \frac{\sigma ds dr}{r^2}$$

despreciando rdr ante r^2.

Pero

$$bc = ab \cos.\theta$$

ó sea

$$dr = \varepsilon \cos.\theta,$$

de donde

$$dV = \frac{\sigma\varepsilon\, ds.\cos.\theta}{r^2} = \frac{P\, ds.\cos.\theta}{r^2};$$

como ya sabemos que:

$$\frac{ds \cos.\theta}{r^2} = d\omega$$

siendo $d\omega$ el ángulo sólido bajo el cual se ve ds desde 0_1:

$$dV = P d\omega$$

y por tanto

$$V = P\omega$$

El potencial en un punto del campo debido á un imán laminar, es igual á la potencia de éste, multiplicada por el ángulo sólido, bajo el cual se ve la hojuela desde el punto.

Se conviene en que este ángulo es *positivo* cuando el punto se halla del lado de la cara *negativa* de la hojuela y viceversa; ahora bien, si el punto está por ejemplo del lado de la cara positiva, como en él está concentrada la unidad de masa también positiva, tiende á ser repelido y por tanto para traerlo á la posición que ocupa se ha gastado un cierto trabajo, se ha acumulado energía ó lo que es lo mismo, el potencial es positivo; pero como entonces en el producto

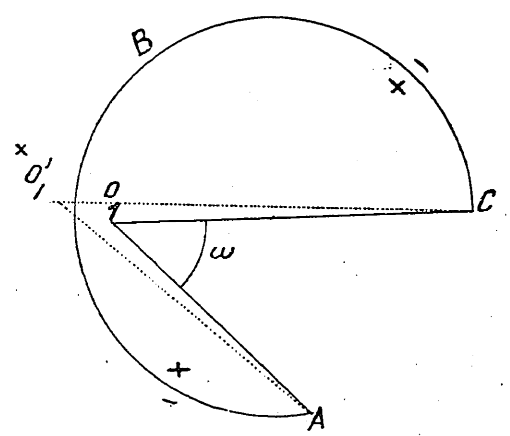
$$P\omega$$

ω es negativo, debemos anteponer el signo *menos* para que el potencial resulte positivo.

En resumen, llamando V al potencial

$$V = -P\omega$$

Si desde el punto se ve la cara negativa ω es positivo y resulta para el potencial un valor negativo como debe de ser.



Si imaginamos una hojuela ABC y el punto 0_1 situado infinitamente próximo á su superficie interior, y queremos ver el trabajo efectuado por la unidad de masa positiva para pasar de 0_1 á $0'_1$, infinitamente próximo á la superficie exterior, basta hallar el potencial en esos dos puntos y restarlos.

El ángulo bajo el cual se ve la hojuela desde 0_1 es $-(4\pi - \omega)$; el correspondiente á $0'_1$ es ω; por tanto:

Potencial en 0_1.	$+ P(4\pi - \omega)$
Id. en 0_1.	$- P\omega$
Trabajo buscado.	$4\pi P$

Este es el trabajo magnético necesario para pasar de un punto de una cara á otro infinitamente próximo al primero y situado sobre la otra cara de la hojuela independientemente del camino seguido.

Por lo que hemos dicho sabemos que el trabajo desarrollado para llevar la unidad de masa positiva á un punto del campo es

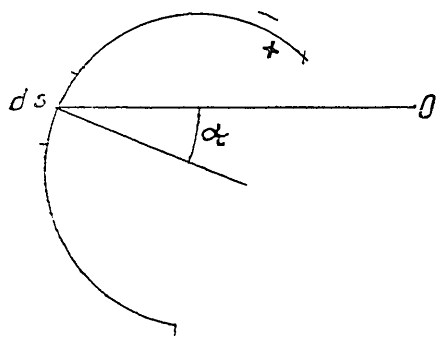
$$V = -P\omega$$

Como un trabajo igual se desarrollaría para llevar la hojuela á la posición que ocupa, suponiéndola en el campo producido por la unidad de masa positiva, se deduce que $-P\omega$ representa la energía relativa del punto y de la hojuela

$$W_1 = - P\omega.$$

Si en vez de ser el punto de masa uno, fuese el de masa m

$$W = - mP\omega = - P \cdot m\omega$$



Pero ahora bien; siendo H la intensidad en ds, del campo debido á la masa m supuesta en o, tenemos siendo N el flujo

$$N = \int H \cos. \alpha \, . \, ds$$

como

$$H = \frac{m}{r^2}:$$

$$N = \int \frac{m}{r^2} ds \cos. \alpha = m \int \frac{ds \cos. \alpha}{r^2} = m\omega;$$

luego

$$W = - PN$$

Puesto que $N = m\,\omega$, N conserva el signo de ω y por consiguiente para $N < 0$, $W > 0$; tenemos en efecto energía *acumulada*, pues el campo tiende á repeler el punto; en el caso contrario $W < 0$, y debe de ser así puesto que entonces se requiere gasto de energía para que resulten el punto y la hojuela en sus posiciones respectivas.

Resulta de esto que como en la naturaleza los cuerpos tienden á colocarse en su posición de mayor estabilidad, es decir, á gastar la mayor cantidad posible de energía, en este caso y si suponemos la hojuela suspendida en el campo magnético, ésta se moverá hasta que su energía $-PN$ sea mínima, para lo cual N será positiva y por consiguiente la hojuela se orientará, de suerte que el máximum de flujo penetre por su cara negativa.

Hemos estudiado la energía relativa de un polo y una hojuela. Considerando dos de éstas de potencia P y P′ y siendo N′ el flujo de fuerza emanando de P′ y atravesando el contorno de P penetrando por su cara negativa, la energía de la P es

$$W = - PN'$$

y poniendo

$$N' = P'M$$

resulta

$$W = - P'PM$$

Esta expresión representa también la energía de la P′ respecto de la P, que evaluada directamente es

$$W = - P'N$$

de donde

$$PN' = P'N;$$

y

$$\frac{N'}{P'} = \frac{N}{P} = M.$$

Las dimensiones de M se reduce á [L], puesto que las de N y P son

$$\left[L^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}\right] \text{ y } \left[L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}\right].$$

M es el coeficiente de inducción mutua.

Hemos supuesto hasta aquí, imanes en los cuales la intensidad de imantación era la misma en todos sus elementos, cosa que no ocurre con los imanes artificiales, que no tan solo pueden tener en su interior masas magnéticas en mayor cantidad en un punto que en otro, sino que hasta pueden superponerse imantaciones de nombre contrario.

Por cierto que siempre que imanamos un cuerpo la imantación se reparte en la superficie, lo cual viene en apoyo de la teoría de Maxwell, pues claro es que en dicha superficie encontrarán menos resistencia para moverse las células vórtices de la teoría del sabio inglés.

El campo de fuerzas producido por uno de estos imanes puede hacerse pátente por medio del fantasma magnético; en él se ve que las limaduras de hierro dulce se orientan según líneas que van del polo Norte al Sur, líneas que son las de fuerza ó flujo magnético.

Cada una de estas líneas será una curva tal que en ella la tendencia ocupará el camino más corto que haga equilibrio á la repulsión de las líneas contiguas.

E. HORSTMAN.—A. CASADESÚS.

Alumnos de la clase de electricidad de la Escuela de Caminos.

EL ART. 34 DEL PLIEGO DE CONDICIONES GENERALES VIGENTE

PARA LA CONTRATACION DE LAS OBRAS PUBLICAS

Dice así:

Artículo 34.

«Los pagos se harán en las épocas que fijan las condi»ciones particulares de la contrata por medio de libramien»tos expedidos en virtud de las certificaciones de obra »dadas por el Ingeniero. Los libramientos y su importe »se entregarán *precisamente* al contratista á cuyo favor se »hayan rematado las obras, ó á persona legalmente auto»rizada por él, *y nunca á ningún otro, aunque se libren »despachos ó exhortos por cualquier autoridad ó tribunal »para su detención, pues que se trata de fondos públicos des»tinados al pago de operarios y á su seguro y no de obliga»ciones de intereses particulares del contratista.* Unicamen»te del residuo que quedare después de hecha la última »recepción de las obras con arreglo á las condiciones, y »de la fianza, si no hubiese sido necesario retenerla para el »cumplimiento de la contrata, podrá verificarse el embar»go dispuesto por las referidas autoridades ó tribunales.»

La única razón que en el artículo se alega para justificar ó explicar el que los libramientos ó su importe no se entreguen á *ningún otro*, aunque se libren despachos ó exhortos por cualquier autoridad ó tribunal para su detención, es la de que *se trata de fondos públicos destinados al pago de operarios y á su seguro y no de obligaciones particulares del contratista.*

Esto no es exacto más que á medias: las cantidades que