

LABORATORIO CENTRAL

METODO ROENTGENOGRAFICO PARA LA MEDIDA DE TENSIONES

Por VICENTE DE CASTRO CUBELLS, Licenciado en Ciencias Fisicas.

Continúa y termina la interesante Publicación del Laboratorio Central de nuestra Escuela Especial sobre el tema arriba reseñado, que se dedica a la parte experimental y a la exposición de un ejemplo en el que se hace aplicación del método presentado.

II

Técnica experimental.

Al hablar de los fundamentos roentgenográficos del método, dimos el esquema y posición relativa del haz de rayos incidentes, la muestra a estudiar y la película, así como las ecuaciones que nos conducían al valor del espaciado d .

Éstas son: la ecuación de Bragg, $\lambda = 2d \cdot \sin \theta$, y la relación geométrica $L = D \operatorname{tg} (\pi - 2\theta)$.

El método general para el cálculo de d exige, pues, la medida de la distancia película-muestra D y del diámetro de los anillos de difracción $2L$, o distancia entre dos rayas simétricas.

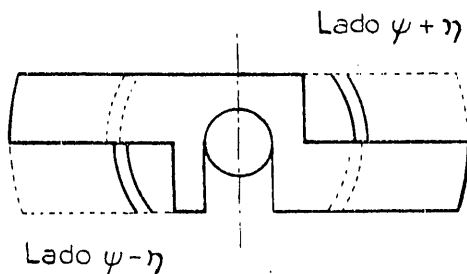


Figura 14.

Sobre cómo se hacen estas medidas, es preciso dar algunas indicaciones.

En los casos de incidencia oblicua, no se obtienen rayos simétricos por las razones dadas anteriormente, y hay que medir la distancia al centro. Esta medida presenta la dificultad de que el punto central del ecuador de la película, o sea el punto por donde pasa el haz incidente, no queda definido sobre la misma, ya que hay que hacer en ella un taladro para el paso de dicha radiación.

Un procedimiento para fijar geométricamente la posición del centro, es el uso del polvo patrón, que da siempre rayas simétricas. Conocidos dos puntos simétricos respecto al centro, es inmediata la determinación de éste.

Osswald [67] ideó un dispositivo que permite operar sin polvo patrón en la superficie del material,

en el caso de irradiación oblicua única. El dispositivo consiste en una pantalla de plomo, de la forma representada en la figura 14, y fijada contra el chasis. La parte derecha de la figura corresponde al caso en que la superficie del material forma con la normal al plano

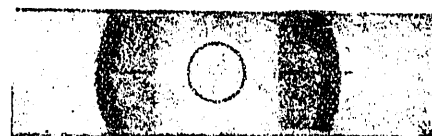


Figura 15.

reflector el ángulo $\psi_0 + \eta$; la parte izquierda, al caso en que este ángulo es $\psi_0 - \eta$.

Las rayas obtenidas, correspondientes a tensiones diferentes, están a distintas distancias del punto de impacto del haz primario e impresionan la parte de la película no protegida por la pantalla. Después de una exposición normal, se gira la pantalla 180° alrededor del eje AB , paralelo al plano del cliché, y el chasis se gira 180° alrededor del haz incidente. En estas condiciones, la parte expuesta de la película se coloca detrás de la pantalla, y la parte no expuesta se impresiona por el haz difractado. El diagrama tiene el as-

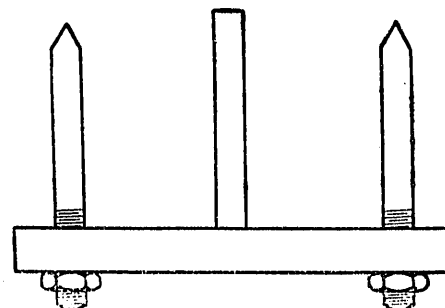


Figura 16.

pecto dado por la figura 15, en el que se puede determinar el punto central.

Un último método para la determinación de la posición del punto central del diagrama es el empleado

en el "Research Department de Woolwich" por D. E. Thomas [62]. El dispositivo usado consta de tres patas paralelas (fig. 16), montadas sobre una barra de acero. La pata central desliza suavemente dentro del colimador, y las otras dos patas están roscadas convenientemente,

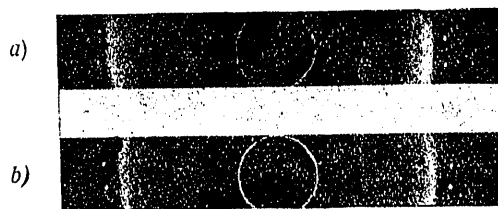


Figura 17.

mente, de modo que, cuando la central está metida en el colimador, ellas apoyan simultáneamente sobre la película y pueden hacer dos finas marcas. A continuación se gira todo el dispositivo 180°, aproximadamente, alrededor de la pata central, y se hace una segunda pareja de marcas. Los cuatro puntos así marcados determinan la posición del haz incidente. En la figura 17 se representa un diagrama en el que son visibles las cuatro marcas.

En este procedimiento de Thomas, como no se emplea polvo patrón, se determina la distancia película-muestra por el método directo descrito (fig. 5.^a). La figura 18 da una vista general del dispositivo de Thomas.

En el proceso práctico de determinación de tensiones, cuando se usa polvo patrón, no se sigue el camino teórico de medir distancias al centro del cliché, o sea radios de anillos de difracción, puesto que lo más cómodo es medir distancias de los anillos de la substancia en estudio a los de la substancia patrón (fig. 11).

Para comprender este procedimiento, estudiemos dos casos: 1.º, la determinación de la suma de tensiones, y 2.º, la determinación de una componente de tensión.

En el primer caso, observemos que la deformación $\frac{d_p - d_0}{d_0}$, que hemos de llevar a la ecuación [18] para calcular $\sigma_1 + \sigma_2$, se puede expresar de modo análogo al error relativo del espaciado, dado por la [8], aun cuando, en este caso, las δ no representen errores, sino diferencias de magnitudes entre el estado tensionado y el libre de tensiones.

La ecuación semejante a la [8] será, pues:

$$\frac{d_p - d_0}{d_0} = \frac{\delta d}{d_0} = \frac{1}{2D} \cot \theta \cos^2 2\theta \delta L; \quad [40]$$

con:

$$\delta L = L_p - L_0.$$

Interviene, pues, en esta ecuación, una diferencia de radios de anillos de difracción. Diferencia que se puede poner en función de distancias a los anillos patrón.

En efecto: representando por Δ la distancia de un anillo al anillo patrón, se puede escribir:

$$L_p = L_0 - \Delta_p \quad \text{y} \quad L_0 = L_p - \Delta_0,$$

con lo que la ecuación [40] queda:

$$\frac{d_p - d_0}{d_0} = -\frac{1}{2D} \cot \theta \cos^2 2\theta (\Delta_0 - \Delta_p); \quad [41]$$

y la [18] se convierte en:

$$\begin{aligned} \sigma_1 + \sigma_2 &= \frac{E}{\nu} \frac{1}{2D} \cot \theta \cos^2 2\theta (\Delta_p - \Delta_0) = \\ &= \text{const} \cdot (\Delta_p - \Delta_0) = C_1 (\Delta_p - \Delta_0). \end{aligned} \quad [42]$$

Para el segundo caso, tomaremos el procedimiento 2.º, a), por ejemplo.

En la ecuación [20] figura el factor

$$\frac{d_{\psi_1} - d_p}{d_0} = \varepsilon_{\psi_1} - \varepsilon_p.$$

Las deformaciones ε_{ψ_1} y ε_p se pueden escribir de la siguiente forma:

$$\varepsilon_{\psi_1} = \frac{d_{\psi_1} - d_0}{d_0} = \frac{\delta d}{d_0} = \frac{1}{2D} \cot \theta \cos^2 2\theta (\Delta_0 - \Delta_{\psi_1}); \quad [43]$$

$$\varepsilon_p = \frac{d_p - d_0}{d_0} = \frac{\delta d}{d_0} = \frac{1}{2D} \cot \theta \cos^2 2\theta (\Delta_0 - \Delta_p); \quad [44]$$

en las que las Δ tienen el mismo significado que antes.

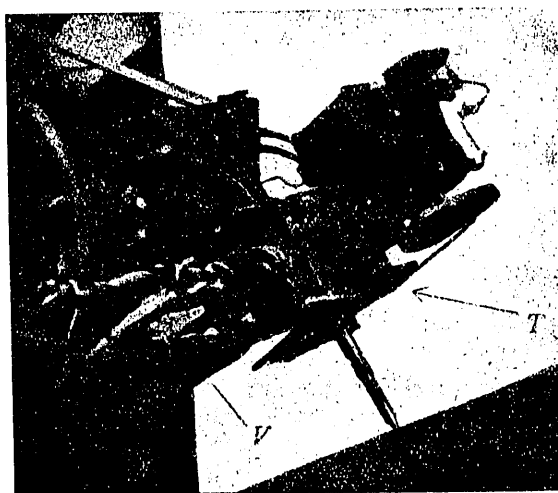


Figura 18.

Sustituyendo estos valores de las deformaciones en la [20], y despejando σ_x , queda:

$$\sigma_x = \frac{E}{1+\nu} \frac{1}{\sin^2 \psi_1} \frac{\cot \theta \cos^2 2\theta}{2D} (\Delta_p - \Delta_{\psi_1}) = \text{const} (\Delta_p - \Delta_{\psi_1}) = C_2 (\Delta_p - \Delta_{\psi_1}). \quad [54]$$

Por sustituciones análogas realizadas en la ecuación [22] se llega, para el procedimiento 2.º, b), a la ecuación:

$$\sigma_x = \frac{E}{1+\nu} \frac{1}{\sin^2 \psi_1 - \sin^2 \psi_2} \frac{\cot \theta \cdot \cos^2 2\theta}{2D} (\Delta_{\psi_2} - \Delta_{\psi_1}) = \text{const} (\Delta_{\psi_2} - \Delta_{\psi_1}) = C_3 (\Delta_{\psi_2} - \Delta_{\psi_1}). \quad [46]$$

Quedan, pues, en resumen, las tres ecuaciones:

$$1.º \quad \sigma_1 + \sigma_2 = (\Delta_p - \Delta_0) C_1; \quad [42]$$

$$2.º, a) \quad \sigma_x = (\Delta_p - \Delta_{\psi_1}) C_2; \quad [45]$$

$$2.º, b) \quad \sigma_x = (\Delta_{\psi_2} - \Delta_{\psi_1}) C_3; \quad [46]$$

que se aplican con los signos tal como han sido escritos, cuando el anillo del material de contraste es exterior, como ocurre en la figura 4.ª (oro-hierro). Si el anillo del material de contraste es interior, se cambian de signos los segundos miembros de las anteriores ecuaciones.

El valor de las constantes C_1 , C_2 y C_3 se halla calculado en distintas tablas (14) y (25); pero para su uso hay que expresar los valores de las Δ en mm. y reducidos a una distancia película-muestra tipo, para cuyo valor han sido calculadas las constantes C_1 , C_2 y C_3 .

Esta distancia tipo es la que corresponde al anillo patrón de oro de 50 mm. de diámetro. Como ejemplos, damos los valores de dichas constantes en los dos casos siguientes, en que se usa como substancia patrón el oro:

Hierro (radiación de cobalto) ($E = 21\,000$, $\nu = 0,28$):

$$C_1 = 91,8; \quad C_2 = 30,4; \quad C_3 = 62,5 \text{ Kg./mm.}^2.$$

Duraluminio (radiación de cobre) ($E = 7\,400$, $\nu = 0,34$):

$$C_1 = 23,0; \quad C_2 = 9,1; \quad C_3 = 21,1 \text{ Kg./mm.}^2.$$

Es decir: en un negativo del hierro, tomado en dirección normal, un desplazamiento de 0,1 mm. de la línea del diagrama corresponde a una variación de la tensión de 9,18 Kg./mm.². La precisión alcanzada con el procedimiento 2.º, b), es mayor, a saber: 3,04 Kg./mm.², para 0,1 mm. de desplazamiento; con

el procedimiento 2.º, b), la precisión se reduce a la mitad, no obstante lo cual, se prefiere este método, debido a las ventajas ya apuntadas.

En la figura 19 pueden verse los anillos de difracción de una muestra de aluminio, irradiada oblicuamente, a la que se había superpuesto polvo de plata. Las distancias respectivas de los anillos son distintas por tratarse de irradiación oblicua.

Si no se usa polvo patrón, la introducción de las Δ puede hacerse a partir de las marcas realizadas sobre el cliché por el aparato descrito (fig. 16).

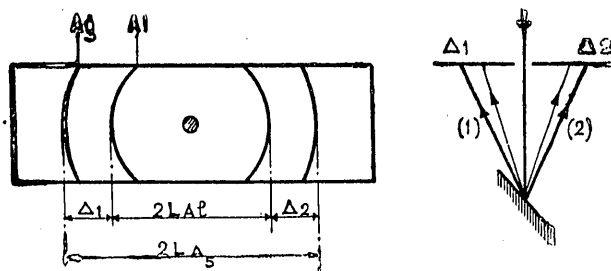


Figura 19.

Otro factor que hay que tener en cuenta en la técnica experimental es el tamaño del grano del material que se estudia.

Si el material es de grano fino (acero al carbono, por ejemplo), los anillos de difracción que se obtienen son líneas claramente definidas y útiles para las medidas a realizar sobre ellas. Pero si se trata de estudiar materiales de grano grueso (aleaciones ligeras), las líneas de los diagramas obtenidos son discontinuas; aparecen puntos borrosos separados entre sí. Para evitar este inconveniente, se hace que la película gire sobre su plano alrededor del centro, con lo que la superposición de puntos da una línea continua bien definida.

Este artificio es aplicable en el caso de irradiación normal a la superficie, en que, como dijimos, se obtenían diagramas simétricos respecto al centro.

En el caso de irradiación oblicua, las normales a los planos reflectores forman un cono de revolución alrededor de la dirección incidente, de semiángulo $\eta = 90^\circ - \theta$ (fig. 13), y sus intersecciones con el elipsoide de deformaciones están a distancias distintas del centro.

Los rayos difractados correspondientes no se distribuirán, pues, simétricamente respecto al centro de la película, y el giro de ésta no será posible.

Sin embargo, si la tensión que se quiere medir es σ_x , y el ecuador de la película está colocado en su plano según la dirección $A_1 A_2$ (fig. 11), se puede hacer que la película sufra una pequeña oscilación $\pm \delta$ alrededor de su centro, con tal de que no sea superior a 3° , con lo que los errores son despreciables.

Condiciones de focalización.

Para la medida precisa de la longitud L sobre los clichés, es necesario que las rayas de Debye-Scherrer, producidas por los planos reticulares elegidos de la muestra y de la substancia patrón, estén bien definidas. Para que se verifique esto es preciso tomar varias pre-

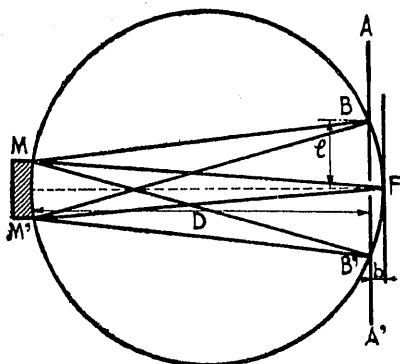


Figura 20.

cauciones. Estudiaremos por separado los casos de incidencia normal o incidencia oblicua.

En el primer caso de irradiación perpendicular a la superficie de la muestra (fig. 20), el diafragma delantero se sitúa en el punto F ; la muestra, en $M M'$ y la película en $A A'$.

Busquemos la condición para que todos los rayos del haz divergente que pasa por F converjan en un mismo punto, B , de la película $A A'$.

Puesto que el ángulo de los rayos reflejados e incidentes debe ser constantemente $2\eta = 180^\circ - 2\theta$, se ve que la condición buscada es que el punto B , el diafragma F y la superficie irradiada del material se encuentren sobre un mismo círculo.

Para un material dado, la finura de las rayas está condicionada por la anchura del diafragma, y la condición de focalización está definida por:

$$L^2 = D \cdot b; \text{ o mejor: } b = d \operatorname{tg}^2(\pi - 2\theta);$$

donde b representa la distancia del diafragma a la película.

Obsérvese que la condición de focalización no se verifica jamás a la vez para la raya estudiada y para la raya patrón. Es, pues, necesario elegir una raya patrón próxima a la estudiada y tal que $L_0 > L$.

En el segundo caso de irradiación oblicua al material, se observa (fig. 21) que si el ángulo que forman la dirección media del haz y la normal al material es α , no puede cumplirse la condición de focalización más que si:

$$\theta = \frac{\pi - \alpha}{2}.$$

Como siempre se elige α relativamente grande, esta condición no se verifica, y se deben cambiar las condiciones de trabajo. Se demuestra que si se coloca el diafragma F entre la película receptora y el material, todavía es posible la focalización para una de las dos rayas simétricas, pero no para la otra.

En la figura 21 se ve que la focalización es posible en el punto B , pero no lo es en el B' . Obtendremos, pues, una raya fina en B y una raya difuminada en B' , y la medida del diámetro del anillo Debye-Scherrer será poco precisa.

Para evitar este inconveniente se expone la película en B , teniendo cuidado de absorber, por interposición de una pantalla metálica conveniente, la radiación que podría incidir en B' . Después de una exposición normal durante el tiempo requerido, se gira el chasis alrededor de la rendija, de modo que la parte de la película que se hallaba en B quede en B' , e inversamente; se obtiene así mediante un tiempo de exposición doble, un cliché con rayas simétricas bien enfocadas.

Estas consideraciones son las que han conducido a no usar los dos lados de un mismo cliché, en el caso

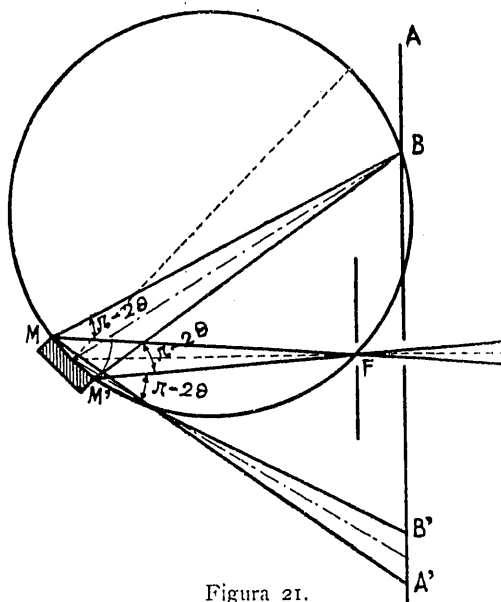


Figura 21.

de una incidencia oblicua, para deducir a partir de él únicamente el valor de una tensión, ya que la precisión es menor.

Un ejemplo de aplicación.

Weber y Möller (15) y (24) estudiaron la variación de las tensiones en los dos lados cóncavo y convexo de una barra de acero deformada plásticamente por flexión, cuando se le sometía a una tracción creciente en el sentido longitudinal.

La figura 22 representa la variación de las tensiones superficiales de la barra a ambos lados (cóncavo y convexo), medidas roentgenográficamente en función de la tracción aplicada.

En el estado inicial sin carga de tracción, las dos

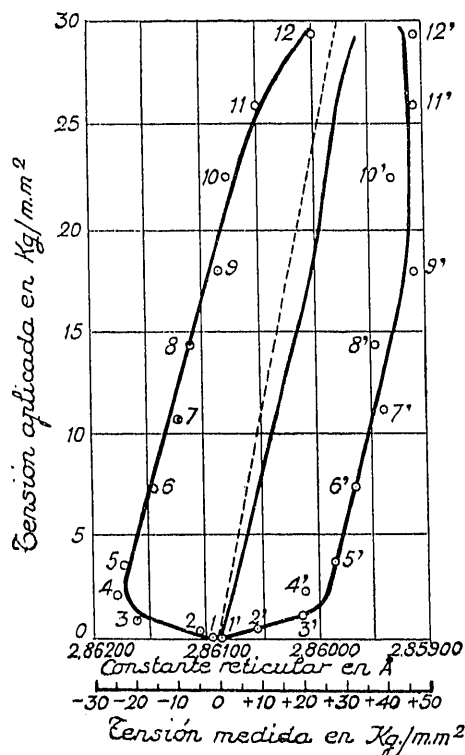


Figura 22.

tensiones superficiales son nulas por haber sido plástica la deformación y no medirse roentgenográficamente más que tensiones elásticas. A medida que va aumentando la tracción, los átomos de la superficie cóncava van separándose, por lo que va apareciendo una tensión positiva (tracción) (lado derecho de la figura) entre ellos. Al mismo tiempo, los del lado convexo van acercándose, por lo que la tensión entre ellos es negativa (compresión) (lado izquierdo de la figura). Esto continúa hasta llegar a los 3 Kg./mm.² de la tracción aplicada; momento en el cual la barra quedó derecha. Desde los 3 a los 17 Kg./mm.², la tensión medida roentgenográficamente en ambos lados varía linealmente con la tracción aplicada. En el lado cóncavo se alcanza el límite de fluencia cuando la tensión medida es de 45 Kg./mm.², y empieza la fluencia, lo que se comprueba por el hecho de que, al continuar aumentando la tracción, permanece constante el espaciado reticular y con él la tensión medida roentgenográficamente. En el lado convexo la tensión medida continúa aumentando con la tracción

exterior. De este ensayo se desprende que la probeta puede soportar, sin fluencia, tensiones de superficie (45 Kg./mm.²) superiores al límite elástico (≈ 22 Kg./mm.²), lo que puede interpretarse por una mejora del material, producida por el esfuerzo alternativo de pasar de compresión a tracción (lado cóncavo).

Medida de tensiones durante los ensayos de fatiga.

Para el estudio del fenómeno de la rotura es interesante conocer el estado de tensión durante las cargas alternativas que se producen en los ensayos de fatiga, y en especial es interesante conocer los máximos de dicha tensión. El método roentgenográfico, tal como se aplica para el estudio de las tensiones estáticas, no sirve para el estudio de estas tensiones dinámicas, ya que nos daría únicamente el valor medio de la tensión. Glocker y Kemnitz (40) idearon un dispositivo que permite la medida dinámica de las tensiones sobre una pieza sometida a un ensayo de fatiga. Entre la película *F* y la probeta *S* (fig. 23) se monta una pantalla de plomo, *B*, movida por un motor síncrono, *M*, alimentado por un generador acoplado al eje motriz de la máquina de ensayo. En la pantalla se ha recortado un sector de amplitud con-

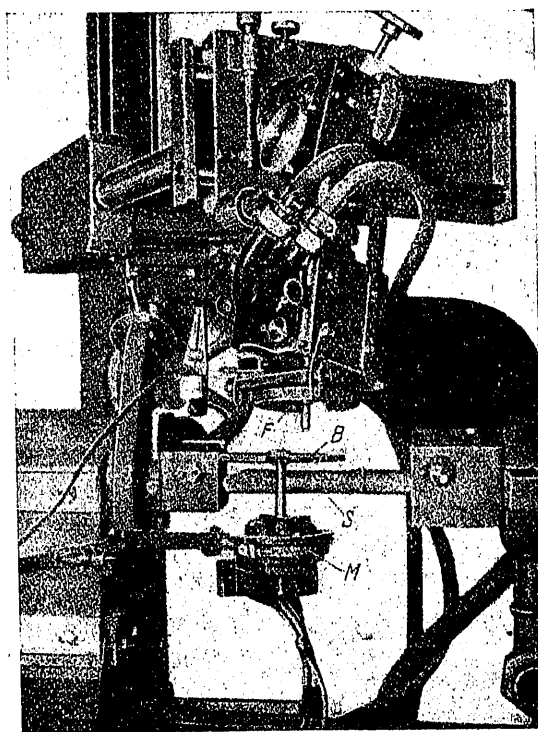


Figura 23.

veniente. El haz de rayos sólo puede pasar a través de este sector, y sobre el cliché sólo se recoge el valor correspondiente a un mismo estado de tensión. El tiempo de exposición aumenta respecto a un diagrama estático en la relación: grados del ángulo central del sector/360°. El mayor interés corresponde a la deformación de los máximos positivo y negativo, y como en los entornos de estos valores la sinusoide apenas tiene flecha, cabe el empleo de un sector bastante amplio; el error de la tensión determinada es solamente un 3 % para un sector de ángulo central igual a 50°. De las modalidades de medida descritas anteriormente, sólo interesa para la determinación dinámica la basada en un solo diagrama (ecuación [23]), ya que sería fácil que el estado de tensión cambiara entre los dos diagramas necesarios al emplear otra modalidad de medida.

Glocker, Lutz y Schaaber (63) han perfeccionado el dispositivo para poder obtener, sobre un mismo diagrama, la evolución de la tensión durante una alternancia. Se trata de la cámara giratoria representada en la figura 24. El chasis portapelícula, de forma circular, gira con un número de revoluciones por minuto igual a la mitad de alternancias de la máquina de ensayo. Delante del chasis se encuentra un disco fijo de plomo, en el que se han cortado dos sectores circulares a 180°. Este disco hace el papel del obturador, B, de la figura 23, ya que impide, automáticamente, la llegada de los rayos a un punto de la película hasta que ésta efectúe una semirrotación de

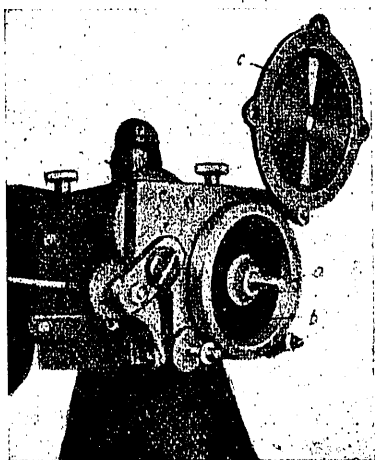


Figura 24.

180°. De este modo se logra que sobre un semiplano de la película (fig. 25) incidan los rayos reflejados bajo el ángulo $\psi_0 + \eta$, y sobre el otro, los correspondientes a $\psi_0 - \eta$. La determinación de las separaciones entre la línea correspondiente al oro y la del

hierro, realizada en ambos semiplanos, mediante la ecuación [23], da directamente la tensión momentánea que corresponde al diámetro respectivo. Según se ve en la figura 25, un diagrama da los máximos po-

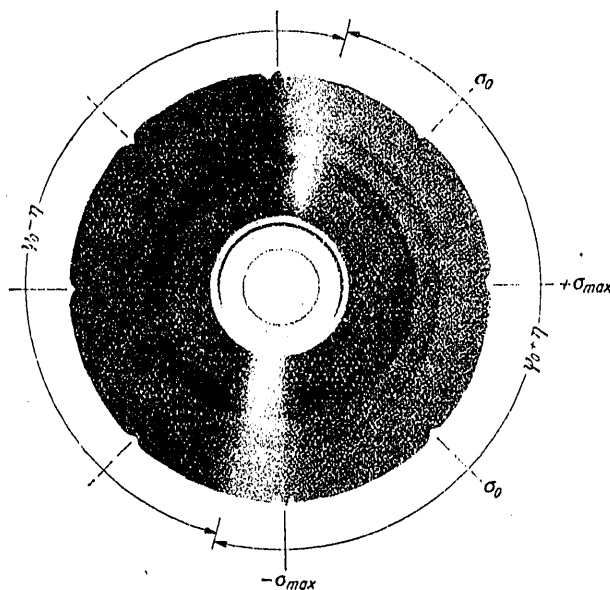


Figura 25.

sitivos y negativos de la amplitud $+\sigma_{\text{máx}}$ y $-\sigma_{\text{máx}}$, así como cualquier otro valor instantáneo como, por ejemplo, los puntos en que la carga alternativa se anula: σ es igual a las tensiones propias superpuestas a las alternativas.

Nota sobre las tensiones de segunda especie o microtensiones.

En el estudio hecho anteriormente, hemos supuesto implícitamente que el espaciado de cada familia de planos era constante dentro del volumen irradiado por el haz de rayos X, aunque fuese distinto para cada punto estudiado y naturalmente distinto del espaciado d_0 en el estado inicial libre de tensiones. Por ello, se podían calcular a partir de las variaciones de los anillos de difracción las componentes de tensión en cada punto, ya que estos anillos quedaban perfectamente claros y definidos, aunque desplazados.

Las cosas pasan de distinta forma si los espaciados de la red presentan variaciones locales muy marcadas, de tal modo que en el volumen irradiado por los rayos X estos espaciados reticulares son irregulares y oscilan alrededor de un valor medio. Se observa entonces un ensanchamiento de las rayas de difracción que los deja borrosos y mal definidos.

Van Arkel (1) y (3) fué el primero en observar

que las rayas D. S. de un metal trabajado en frío, se ensanchan notablemente, y Dehlinger demostró teóricamente que este ensanchamiento puede ser debido a la existencia de tensiones internas que varían localmente de un modo muy marcado. A este tipo de tensiones se les ha denominado tensiones de segunda especie o microtensiones.

En muchos casos es posible desechar tales microtensiones y ordenar una serie de probetas, según la magnitud relativa de las tensiones; pero los valores absolutos de éstas no pueden medirse fácilmente. Y ello es debido a que hay otros factores que influyen en el ensanchamiento de las rayas de difracción, como son los granos de tamaño muy pequeño y la no homogeneidad de las muestras.

El problema es, pues, bastante complejo, y se debe a Dehlinger y Kochendörfer (2), (9) y (49) una investigación que ha contribuido a resolver esta cuestión. Estos investigadores observaron, ante todo, que el ensanchamiento de una raya depende, en cada caso, del ángulo de Bragg correspondiente, pero que la ley que expresa esta dependencia es distinta según la causa a que se deba dicho ensanchamiento. Es decir, según que el ensanchamiento sea producido por la aparición de tensiones o por la disminución del tamaño de los granos.

En el primer caso, el examen de la ley de Bragg demuestra que el ensanchamiento angular $\Delta\theta$, correspondiente a una variación Δd del espaciado reticular, está dado por la fórmula:

$$\Delta\theta = -\frac{\Delta d}{d} \operatorname{tg} \theta.$$

La anchura de la raya varía, pues, proporcionalmente a $\operatorname{tg} \theta$.

En el segundo caso, la anchura angular de una raya es proporcional a $\frac{1}{\cos \theta}$.

Por lo tanto, si se comparan las anchuras de dos rayas, correspondientes a ángulos θ distintos, se puede separar el efecto debido a la disminución del tamaño del grano y el debido a la aparición de las tensiones, ya que para pequeños valores de θ , $\operatorname{tg} \theta$ es notablemente inferior a $\sec \theta$.

Se puede elegir θ suficientemente pequeño para que el ensanchamiento de la raya correspondiente, debida a las tensiones, sea notablemente inferior a la producida por la pequeñez de los granos. Los ensanchamientos estarán, pues, prácticamente determinados por el tamaño de los granos.

Para las rayas correspondientes a ángulos de Bragg, próximo a 90° , el ensanchamiento es producido por las dos causas simultáneamente. Pero se ha demostrado que, en este caso, la anchura B de las rayas no es la suma de las anchuras debidas a los dos efectos, sino que si b y s representan, respectivamente, los ensanchamientos debidos a las dimensiones de los granos y a las microtensiones, la fórmula que liga estos tres ensanchamientos es:

$$B = \frac{b}{1 - \frac{s}{4b}}.$$

Salvo para $s = 4b$, que da: $B = \infty$.

Al lado de estas causas fundamentales del ensanchamiento de las rayas, se puede, como lo han hecho Dehlinger y Kochendörfer, tomar en consideración en cierto número de otros factores:

1.º Las deformaciones no homogéneas pero repartidas estadísticamente de un modo irregular, dan lugar a las variaciones de intensidad, pero no a un ensanchamiento de la raya.

2.º La influencia de las tensiones repartidas periódicamente, según una ley sinusoidal, no es siempre despreciable.