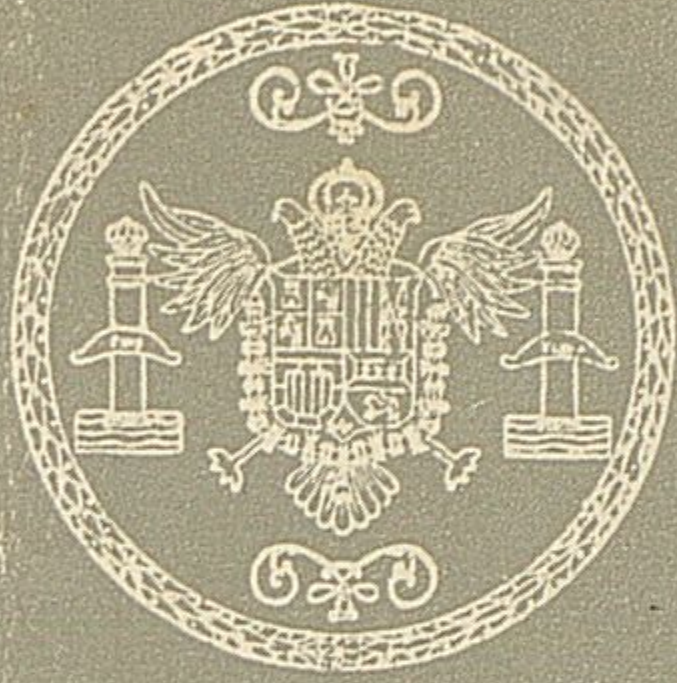


**Universidad de Granada**  
**Facultad de Ciencias**



DEPARTAMENTO DE FISICA

**LA REGION IONOSFERICA F2  
Y LA EMISION EN 6300 Å 01**

**CARLOS F. GONZALEZ FERNANDEZ**

TESIS DOCTORAL

FISICA

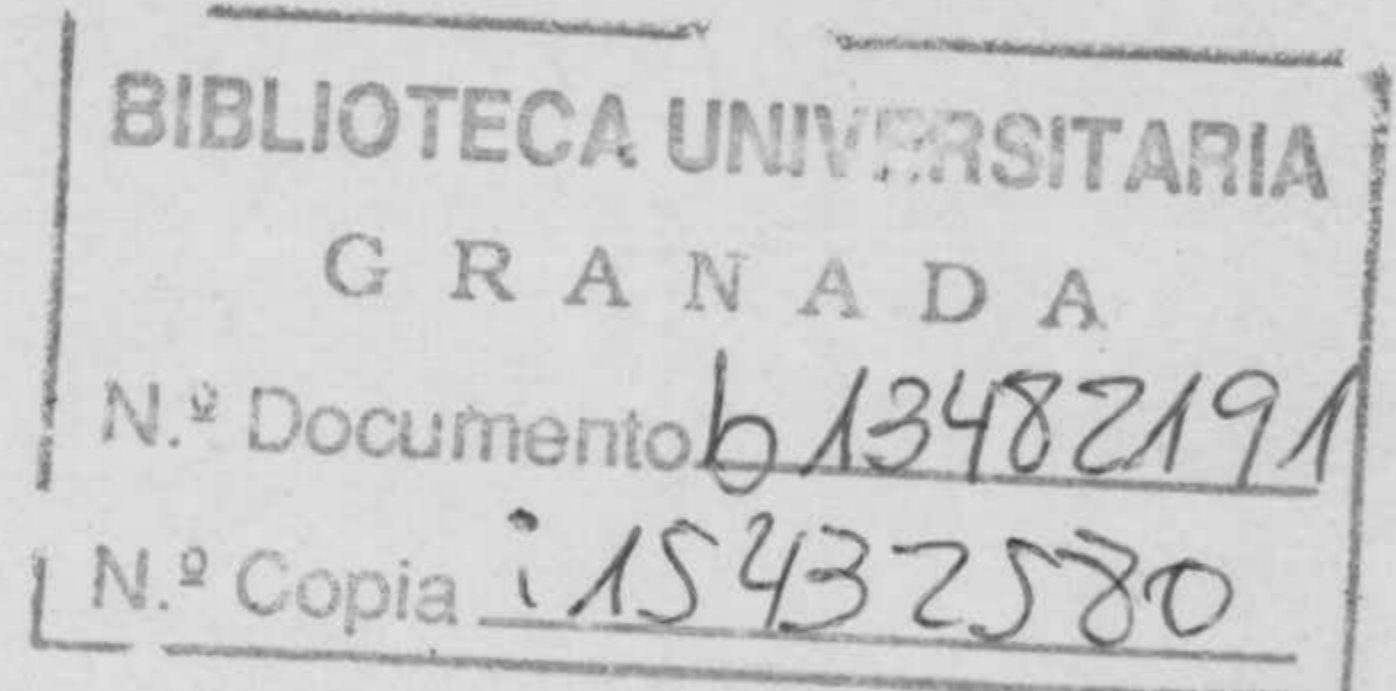


3/95



R. 24.656

UNIVERSIDAD DE GRANADA  
FACULTAD DE CIENCIAS



UNIVERSIDAD DE GRANADA  
Facultad de Ciencias  
Fecha - 2 JUN. 1975  
ENTRADA NUM. 1929

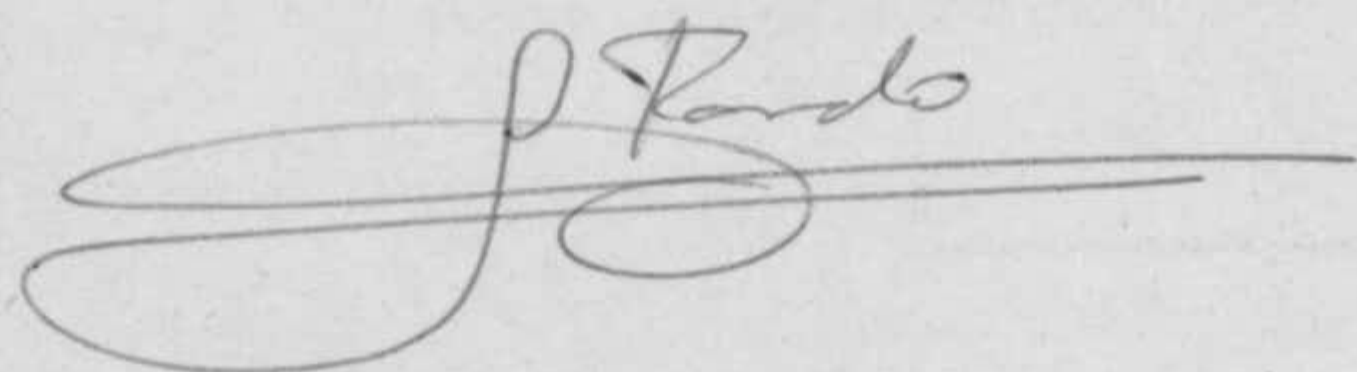
L A R E G I O N I O N O S F E R I C A F 2  
Y L A E M I S I O N E N 6 3 0 0 Å 0 I

Memoria presentada por:  
CARLOS F. GONZALEZ FERNANDEZ  
para aspirar al Grado de  
Doctor en Ciencias,  
Sección de Físicas.



LA REGION IONOSFERICA F 2 Y LA EMISION EN 6300Å 01

Visado en Granada  
en Mayo de 1.975  
Directores de la Tesis

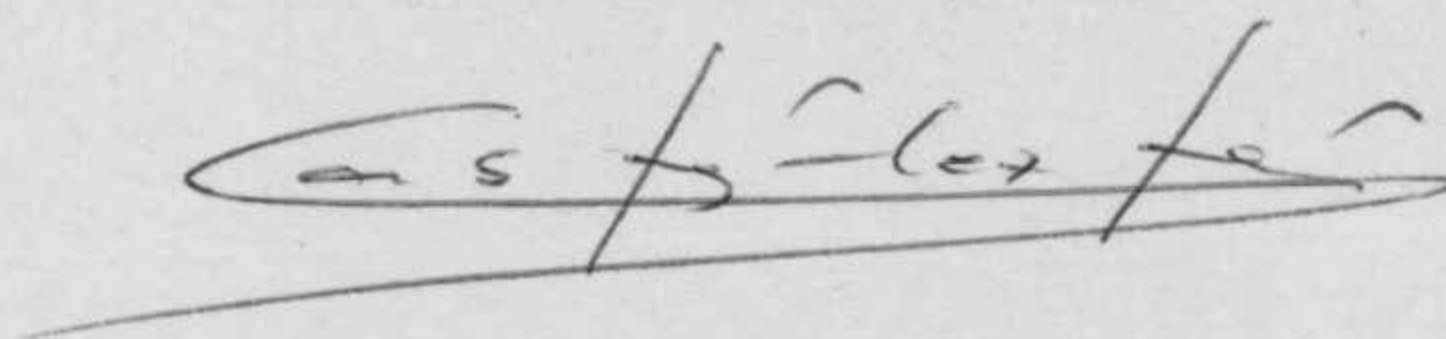


Firmado: Profesor Dr.  
D. Gerardo Pardo Sánchez,  
Catedrático de Termología,  
Director del Departamento  
de Física de la Facultad de  
Ciencias de la Universidad  
de Granada



Firmado: Profesor Dr.  
D. Eduardo Battaner López,  
Adjunto de Mecánica y  
Termodinámica, de la  
Facultad de Ciencias de  
la Universidad de Granada

Trabajo presentado para  
aspirar al Grado de  
Doctor en Ciencias,  
Sección de Físicas.  
Granada, Mayo de 1.975



Firmado: Carlos F.  
González Fernández,  
Licenciado en Ciencias,  
Sección de Físicas.



A mis padres

A mi mujer

A mis hijos.



Desde aquí quiero expresar mi agradecimiento a las siguientes personas y entidades que, de un modo u otro, han hecho posible la realización de este trabajo:

Al Max - Planck Institut fur Aeronomie, que me ha proporcionado los ionogramas de la ionosonda situada en Almería.

Al Observatorio Universitario de Cartuja, al permitirme la utilización de las medidas del fotómetro instalado en el Veleta.

Al Colegio Universitario de Jaén, a su Director, D. Gerardo Pardo Sánchez, y a su Jefe de Estudios de Ciencias, D. Juan Antonio Vera Torres, por la dotación, apoyo y estímulo que ha recibido esta investigación.

A Manuel Riquelme Ibáñez, por sus laboriosas gestiones en la importación de los ionogramas; a las Stas. M<sup>a</sup> Teresa Muñoz Martínez y M<sup>a</sup> Luisa Siles del Pino, por su labor mecanográfica; y a mi compañero Antonio Hayas Barrú, que me ayudó en las correcciones.

Al personal del Centro de Cálculo de la Universidad de Granada, en especial a su Director, Alberto Prieto Espinosa, por la ayuda recibida.

A José María Quintana González, por su especial colaboración, y a Fernando González Caballero, por su ayuda en la impresión de esta memoria.

A Eduardo Battaner López, por sus continuas sugerencias e información. Con él he contrastado puntos de vista y mantenido útiles discusiones que han sido básicas en este trabajo.

Finalmente, a D. Gerardo Pardo Sánchez, por su dirección, consejos y constante estímulo.



I N D I C E  
=====

	Pág.
<u>INTRODUCCION</u> .....	11
<u>CAPITULO I.- LA REGION F</u> .....	13
1.1.- INTRODUCCION.....	15
1.2.- FORMACION DE LA REGION F.....	15
1.2.1.- Constitución.....	15
1.2.2.- Modelo de Chapman.....	21
1.3.- EMISION EN 6300 Å .....	29
1.3.1.- La recombinación disociativa.....	31
1.3.2.- Modelo de Barbier.....	37
1.4.- PROCESOS DE TRANSPORTE.....	42
1.4.1.- Ecuaciones de continuidad, cantidad de mo vimiento y energía.....	42
1.4.2.- Difusión.....	45
1.4.3.- Campo electromagnético y viento neutro..	47
1.4.4.- Arrastre del aire neutro debido al plas- ma.....	54



	págs.
<u>CAPITULO II.- APARATOS UTILIZADOS.....</u>	59
2.1.- EL FOTOMETRO.....	61
2.1.1.- Situación.....	61
2.1.2.- Descripción y funcionamiento.....	62
2.1.3.- Calibrado.....	66
2.1.4.- Obtención de datos.....	66
2.2.- <u>LA IONOSONDA.....</u>	69
2.2.1.- Situación.....	69
2.2.2.- Descripción y funcionamiento.....	70
2.2.3.- Obtención de datos.....	74
<u>CAPITULO III.- METODOS DE TRABAJO Y RESULTADOS OBTENIDOS</u>	77
3.1.- CALCULO DE LAS HORAS DE SALIDA Y PUESTA DEL SOL EN LA CAPA F 2.....	79
3.2.- ESCALA DE ALTURA DEL OXIGENO MOLECULAR.....	90
3.3.- CONCENTRACIONES DE O, O <sub>2</sub> Y N <sub>2</sub> .....	97
3.4.- REPRESENTACION DE CURVAS.....	106
3.4.1.- Determinación de la curva QT.....	107
3.4.2.- Comparación de las curvas QR y QT.....	111
3.5.- CURVAS QR Y CURVAS QT.....	113
3.6.- CURVAS h' F 2 Y CURVAS h <sub>p</sub> .....	133
3.7.- CURVAS f <sub>o</sub> F 2.....	155
3.8.- LA ANOMALIA " ENSANCHE F ".....	177
3.9.- EMISION EN 5577 Å PROCEDENTE DE LA REGION F....	179
<u>CAPITULO IV. ANALISIS DE LOS RESULTADOS.....</u>	181
4.1.- ARCOS M.....	183



	Págs.
4.2;- SOBRE EL MODELO DE BARBIER.....	188
4.2.1.- Las constantes A y B.....	188
4.2.2.- Comentarios acerca de las hipótesis	200
4.3.- EMISION POST-CREPUSCULAR.....	207
4.3.1.- Características observadas.....	208
4.3.2.- Influencia de la desactivación en el post-crepúsculo.....	213
4.3.3.- Variación de V(h) a lo largo de la noche.....	231
4.4.- EMISION PRE-CRESPUSCULAR.....	235
4.4.1.- Características observadas.....	237
4.4.2.- Fotoelectrones procedentes del PMC	245
4.4.3.- Descenso de altura de la capa F 2.	268
4.4.3.1.- La Difusión del plasma..	269
4.4.3.2.- La expansión y contracción de la atmósfera.....	276
4.4.3.3.- El campo eléctrico.....	276
4.4.3.4.- Los vientos neutros.....	277
4.4.4.- Temperatura electrónica.....	279
<u>CONCLUSIONES</u> .....	283
<u>BIBLIOGRAFIA</u> .....	291



## I N T R O D U C C I O N

En este trabajo se pretende estudiar las causas y mecanismos que condicionan la emisión nocturna, en la longitud de onda - de 6300 Å, del oxígeno atómico atmosférico, procedente de la - región F 2. En este sentido, no se trata de analizar las características de las variaciones de intensidad de esta emisión del "Airglow", sino de servirnos de ellas para realizar un estudio fotométrico de las condiciones físicas de la región mencionada. Este estudio lo hemos realizado mediante el modelo de Barbier que considera, por un lado, los parámetros ionosféricos de la región F 2, y por otro lado, la recombinación disociativa como mecanismo de emisión. Esto ha permitido analizar las hipótesis de este modelo e investigar las causas que afectan a la emisión en 6300 Å en el post - crepúsculo y pre - crepúsculo, de acuerdo con los procesos físicos que condicionan la región F 2. Naturalmente, el estudio se refiere a nuestra estación de observación. No obstante, por ser muchos de los fenómenos generales para un amplio intervalo de latitudes, las conclusiones no pueden considerarse solamente como locales, ya que son válidas para toda estación de baja latitud media y para la mayor parte de estaciones de media latitud.

Este trabajo también pretende completar, al menos en ciertos - aspectos, los realizados con anterioridad por los doctores Battaner y Quintana con los datos de la misma estación de observación del Veleta (Granada). En el primero se realizó un estudio exhaustivo de las emisiones 5577 Å y 6300 Å referidas a dos problemas importantes: existencia y morfología de las células verdes y movimiento del borde norte del arco tropical. En el segundo, se estableció el comportamiento diario y estacio --



nal de las rayas roja y verde, la correlación entre ellas y de éstas con diversos parámetros ionosféricos de las regiones E y F de manera independiente, y fué detectado el efecto "Post-dusk". Nosotros hemos estudiado, como ya hemos indicado, la emisión - 6300 Å en relación con la región F 2 y las causas que determinan, principalmente, la manifiestación de dicha emisión.



CAPITULO I.- LA REGION F

- 1.1.- INTRODUCCION
- 1.2.- FORMACION DE LA REGION F
  - 1.2.1.- Constitución
  - 1.2.2.- Modelo de Chapman
- 1.3.- EMISION EN 6300 Å
  - 1.3.1.- La recombinación disociativa
  - 1.3.2.- Modelo de Barbier
- 1.4.- PROCESOS DE TRANSPORTE
  - 1.4.1.- Ecuaciones de continuidad, cantidad de movimiento y energía
  - 1.4.2.- Difusión
  - 1.4.3.- Campo electromagnético y viento neutro
  - 1.4.4.- Arrastre del aire neutro debido al plasma



## 1.1.- INTRODUCCION

Aunque la región F ha sido estudiada durante más de un tercio de este siglo, los detalles de su comportamiento y de los procesos físicos que la rigen todavía no son bien conocidos. En este capítulo pretendemos dar una idea somera de las principales bases físicas sobre las que se debe asentar cualquier modelo de la región F ya que, en consecuencia, han de servir como punto de partida para la interpretación de los fenómenos estudiados en este trabajo. Aunque, básicamente, el estudio se refiere a la emisión  $6300 \text{ \AA}$  ( O I ) y, por tanto, pertenece al dominio del "Airglow", no hay que olvidar que esta emisión procede fundamentalmente de la región F y que, por consiguiente, los procesos físicos que se manifiestan en esta zona ionosférica influyen directamente dicha emisión. Por otra parte, hemos tratado en este capítulo los aspectos que se refieren a las condiciones en que hemos desarrollado el estudio, es decir, la región F nocturna y en las latitudes medias.

## 1.2.- FORMACION DE LA REGION F

### 1.2.1.- Constitución.

Se considera la región F como la zona de la ionosfera en la cual la importancia, en cuanto a la distribución electrónica, de los procesos fotoquímicos y de transporte es equivalente.



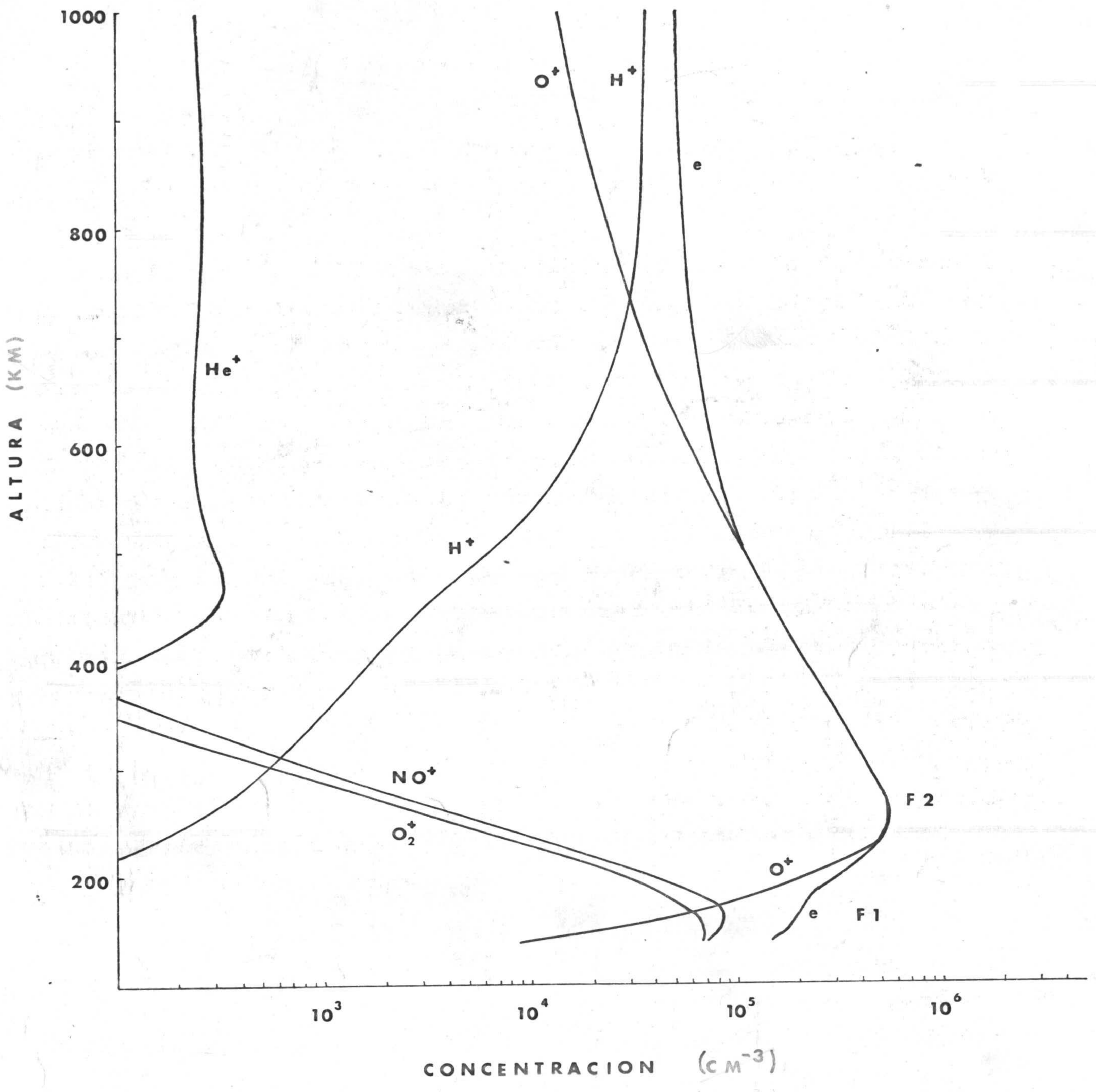


FIG. 1.1



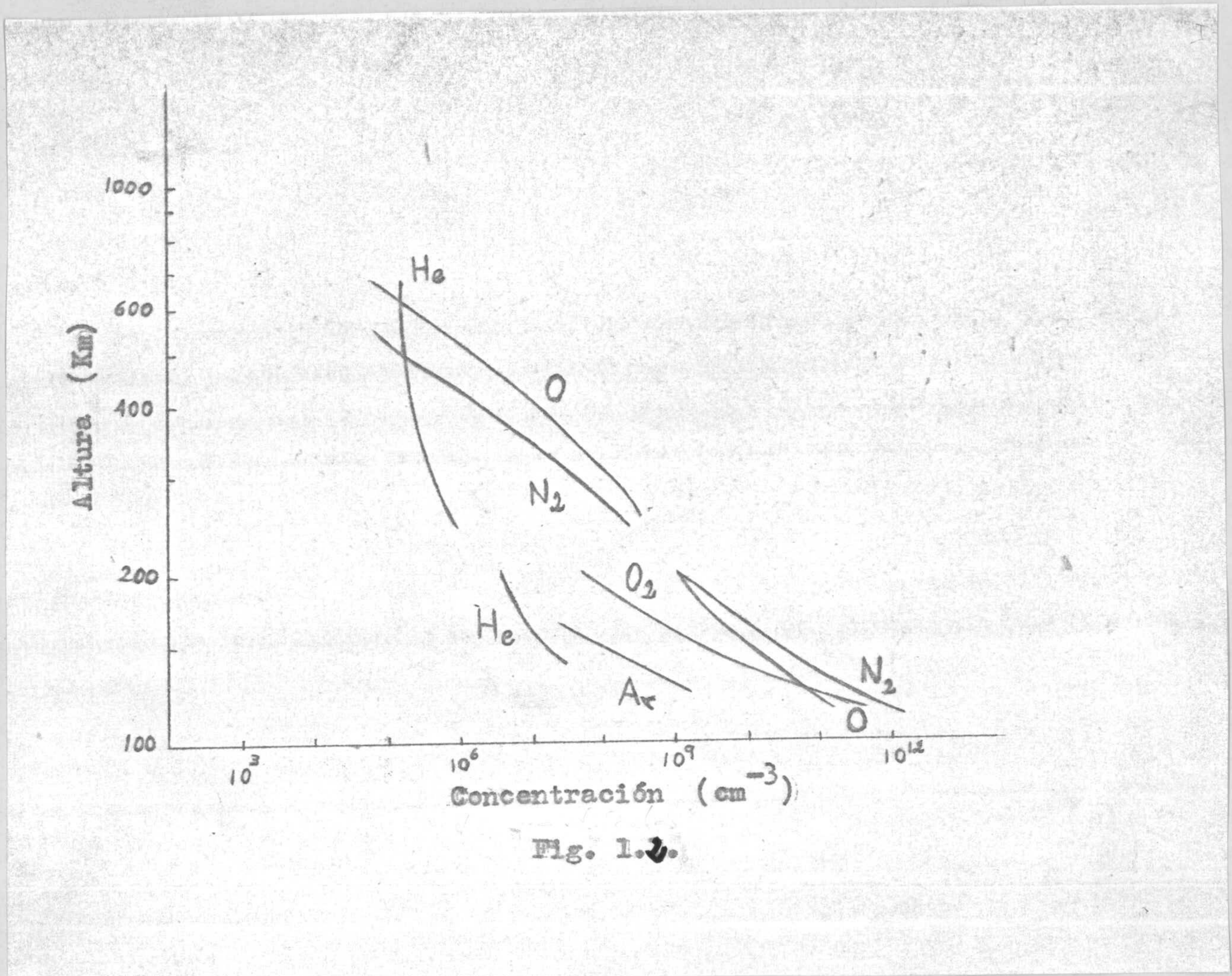
Esto no permite asignar límites precisos, aunque de una manera general se considera situada entre los 150 y 1000 km de altura. En alturas inferiores de la ionosfera, lo que constituye las regiones D y E, la distribución de electrones está gobernada, principalmente, por procesos fotoquímicos, mientras que en la exosfera los procesos dominantes son los de transporte. Es en la región F donde se alcanza el máximo absoluto de concentración electrónica, notablemente por encima de los máximos correspondientes a las regiones ionosféricas D y E. - Los principales iones en su parte inferior son  $O^+$  y  $NO^+$ ; llamada, generalmente, región F 1 cuando aparece un máximo secundario de concentración de electrones, circunstancia que se manifiesta en el verano y durante el día en las zonas templadas. En la zona correspondiente al máximo absoluto ( región F 2 ), el ión predominante es  $O^+$ , y el ión  $H^+$  lo es en la parte superior. La figura 1.1. (Stubbe, 1974 ) muestra la distribución de los iones para una latitud prácticamente igual a la nuestra. La presencia de  $NO^+$  no procede, en la zona inferior de la región F, de la ionización de NO, como veremos al tratar de la recombinación disociativa; sí el  $NO^+$  presente en la región D por absorción de la radiación Lyman  $\alpha$ .

Los principales constituyentes neutros en esta región pueden observarse en la figura 1.2. obtenida de Rishbeth y col (1969) Las discontinuidades que se observan en las curvas a 250 km - son debidas a que proceden de datos recogidos de diferentes observadores.

El espectro de la radiación solar que produce la ionización es amplio, desde los rayos X al ultravioleta lejano.



La penetración de la radiación se especifica en función de la unidad de espesor óptico (definida como el espesor de la atmósfera que ha de atravesar una radiación con incidencia nor-



mal a la misma para que su intensidad se reduzca en un factor 1/e). Así, la figura 1.3. ( Rishbeth y col. 1969 ) da los niveles de unidad de espesor óptico, en función de  $\lambda$ . El nitrógeno atómico es ionizado con longitudes de onda inferiores a 796 Å (Huntten, 1964 ); el oxígeno atómico tiene como límite má



ximo de ionización  $\lambda = 911 \text{ \AA}$ , y el oxígeno molecular  $1027 \text{ \AA}$ . Las líneas de trazos indican la separación de los umbrales máximos de ionización para el nitrógeno y oxígeno. Las longitudes de onda mayores de  $1027 \text{ \AA}$  dan lugar a la fotodisociación

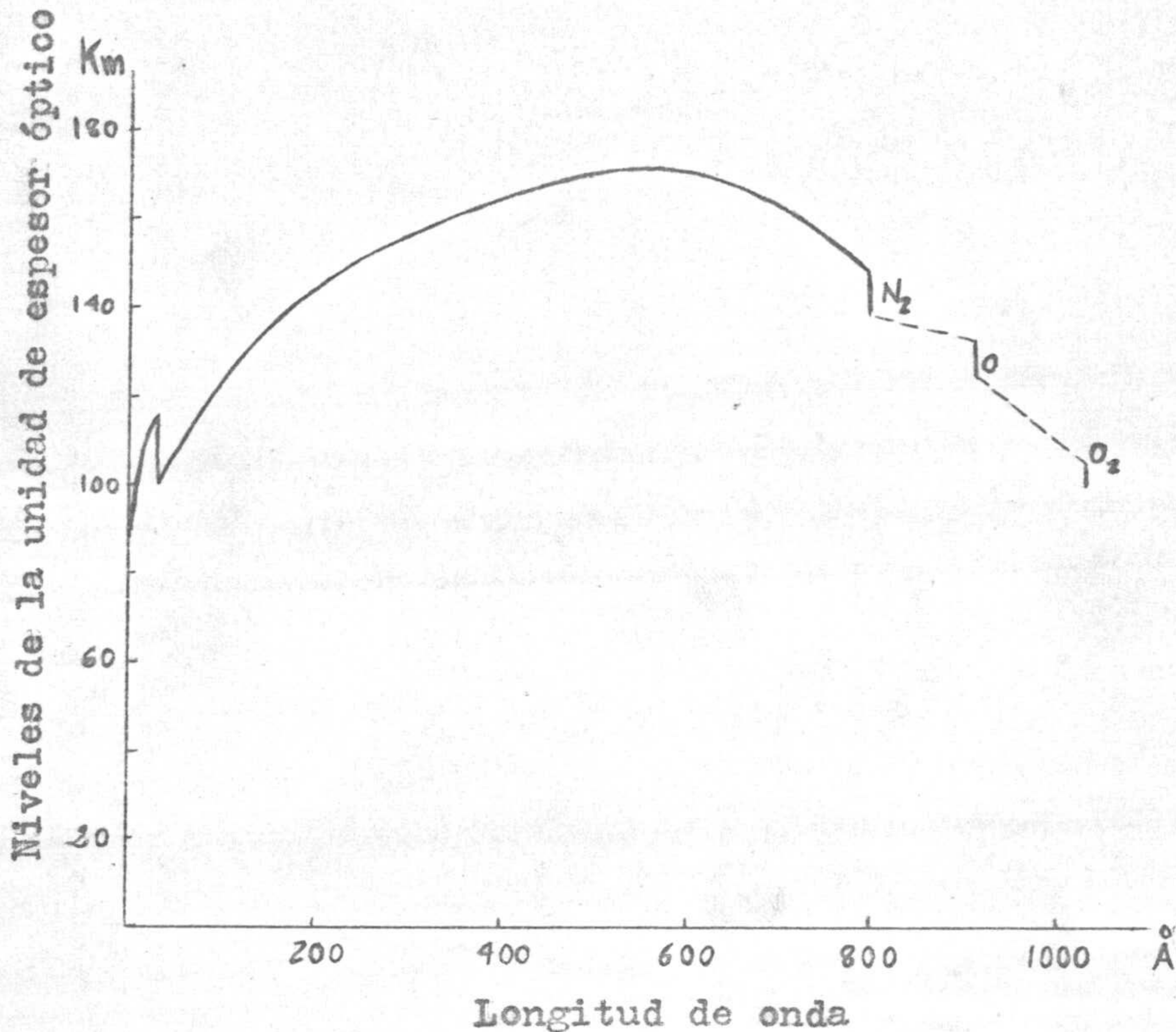


Fig. 1.3.

del oxígeno molecular, principalmente debida a las bandas y el continuo de Schumann - Runge y de Herzberg, aunque a partir de los  $2.000 \text{ \AA}$  la absorción de la radiación por parte del oxígeno molecular es muy pequeña ( Friedman, 1960 ). Por otra parte, la disociación del nitrógeno molecular no es nunca notable ya que la intensidad de la radiación en las longitudes de onda capaces de producirla es muy débil ( Hunten, 1964 ) y la sección eficaz del nitrógeno molecular para la fotodisociación es muy pequeña ( Rishbeth y col. 1969 ). Las longitudes de onda que -



determinan la ionización en la región F están comprendidas en el intervalo 911 Å y 170-200 Å, que incluyen las intensas líneas de emisión He I (584 Å), He II (304 Å) y OV (630 Å). Para longitudes de onda fuera de este intervalo la sección eficaz de absorción de los gases atmosféricos es muy pequeña y la radiación penetra en zonas por debajo de la región F (Rishbeth, 1968).

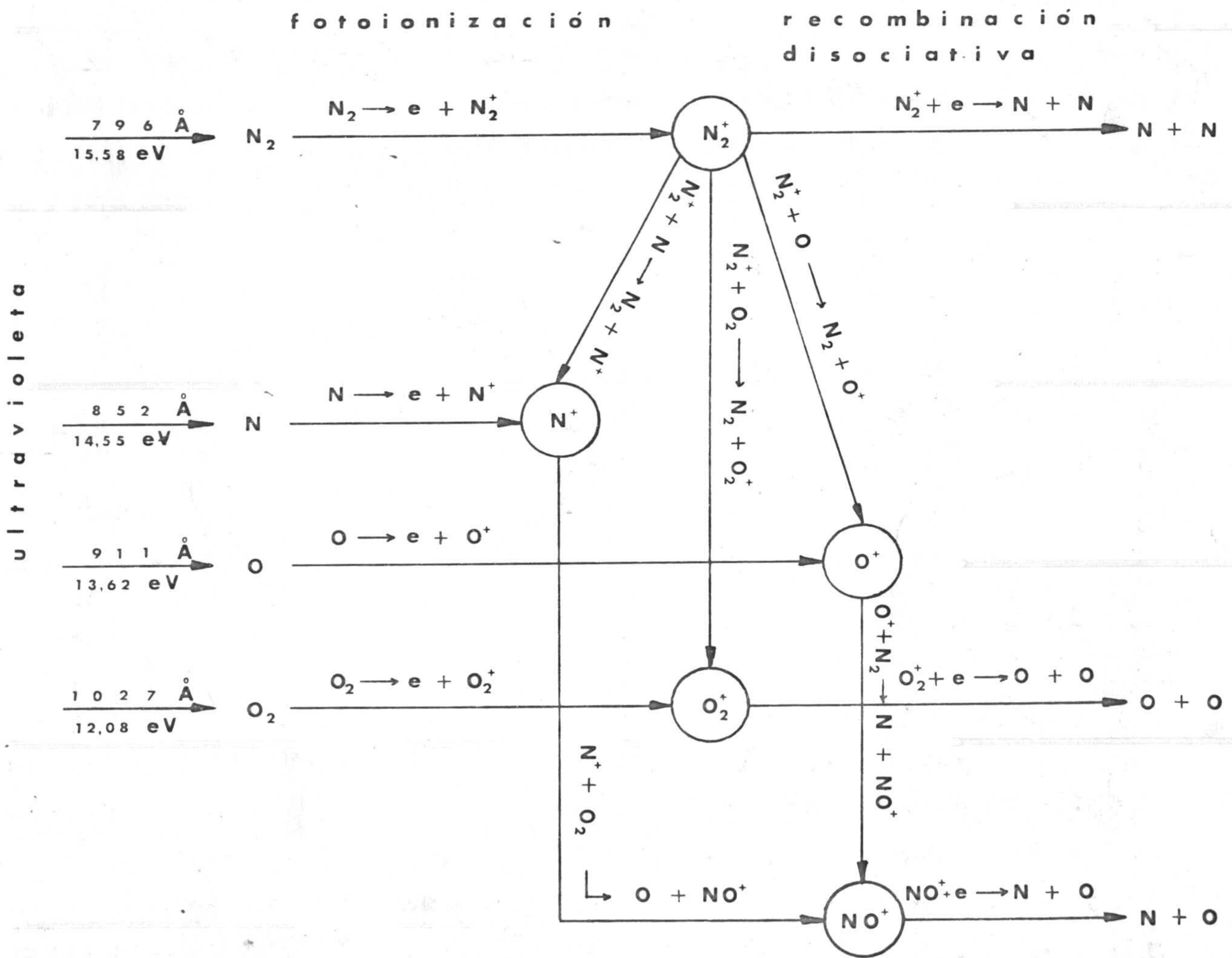


FIG. 1.4



Los niveles de una unidad de espesor óptico, para este intervalo de longitudes de onda, varían desde los 150 km hasta los 170 kms., dando lugar, según el modelo de Chapman, a un máximo de producción electrónica a estas alturas, que, cuando origina un máximo en la concentración de electrones, determina la capa F 1. La dependencia con la altura de los procesos de pérdida electrónica y los procesos de difusión determinan, sin embargo, que el máximo absoluto de la concentración de electrones se encuentre en zonas más elevadas constituyendo la capa F 2.

En la figura 1.4. ( obtenida de Holmes y col. 1965 ) puede observarse el origen y las principales reacciones a que dan lugar los iones predominantes de la ionosfera. La acción de la radiación X y ultravioleta origina pares ión - electrón. Algunos de estos iones interaccionan con átomos y moléculas neutras dando lugar a nuevos iones, o bien, mediante la captura de un electrón, pueden originar átomos neutros.

#### 1.2.2.- Modelo de Chapman

Conocida la existencia de las distintas capas ionosféricas, se planteó el problema de buscar una teoría que explicase su formación y que permitiese dar cuenta de los diversos hechos experimentales. La existencia de un máximo de concentración electrónica es fácilmente justificable. Consideremos una radiación ionizante penetrando en la atmósfera; la producción de electrones por unidad de volumen aumenta según alcanza dicha radiación



zonas más profundas, debido al aumento de densidad del gas. Sin embargo, como la radiación es absorbida en el proceso, a partir de una cierta altura el efecto de la disminución de la intensidad de la radiación es mayor que el efecto del aumento de densidad, dando lugar a una disminución en la producción de electrones. Esto implica, en consecuencia, la existencia de un máximo de producción electrónica a una cierta altura, máximo que dependerá del gradiente de la densidad del gas y de la cuantía de la radiación absorbida.

El cálculo de la producción de electrones en función de la altura es muy complicado, dada la variedad de gases que componen la atmósfera y el amplio espectro solar de radiaciones ionizantes. Por ello, Chapman (1931) dió un modelo ideal que, no obstante, da cuenta de muchas características reales de las capas ionosféricas. La hipótesis en que se basa el modelo de Chapman son las siguientes:

- a) la atmósfera está constituida por un único gas de masa molecular  $m$ .
- b) el coeficiente de absorción de dicho gas es independiente de la longitud de onda de la radiación incidente.
- c) la atmósfera es isoterma
- d) la atmósfera está en equilibrio bajo la acción de la gravedad sobre una tierra plana.
- e) en la ionosfera no existen iones negativos o su número es despreciable frente al de los electrones.
- f) los iones positivos se forman por pérdida solamente de un electrón.
- g) globalmente la ionosfera es neutra.
- h) los coeficientes de recombinación y unión son constantes.



Llamemos  $Q$  a la intensidad de radiación ionizante procedente del Sol que incide sobre una capa atmosférica situada a una altura  $h$ . La absorción diferencial de intensidad al atravesar la radiación un espesor de capa  $dh$  viene dado por la expresión

$$dQ = a Q \rho \sec \chi dh \quad (1.1)$$

donde  $\rho$  es la densidad del gas a dicha altura,  $a$  es el coeficiente de absorción del mismo y  $\chi$  es la distancia cenital del Sol.

Según la hipótesis c) la densidad del gas viene dada por

$$\rho = \rho_0 e^{-h/H} \quad (1.2)$$

donde  $\rho_0$  es la densidad del gas en el nivel elegido como referencia y  $H$  es la escala de altura del gas. Sustituyendo (1.2) en (1.1) e integrando se obtiene

$$Q = Q_\infty e^{-a H \rho \sec \chi} \quad (1.3)$$

donde  $Q_\infty$  es la intensidad incidente para  $h = \infty$ , es decir, al penetrar en la atmósfera. Si suponemos que la absorción de la radiación es debida únicamente al proceso de ionización, el número de electrones producidos por unidad de tiempo y volumen,  $q$ , y por tanto de iones positivos según e) (Rishbeth, 1968, estima que en el caso más desfavorable, la concentración de iones negativos no es más del 1% mayor que la concentración de electrones, en la región F) y f), será proporcional a la intensidad y a la densidad del gas, a la altura que estamos considerando. Por tanto,

$$q(h, \chi) = b Q \rho \quad (1.4)$$

o bien, con (1.3)

$$q(h, \chi) = b \rho Q_\infty e^{-a H \rho \sec \chi} \quad (1.5)$$

Para una distancia cenital fija, la condición de producción máxima de electrones, por unidad de tiempo y volumen, con la altura es

$$\cos \chi = a \rho H \quad (1.6)$$



es decir, la altura del máximo de  $q$  para  $\chi$  fijo es

$$h = - H \ln \frac{\cos \chi}{\rho_0 a H} \quad (1.7)$$

En consecuencia, el máximo de producción será, con (1.6)

$$q(h_{\max}, \chi) = \frac{b Q_{\infty} \cos \chi}{a H e} \quad (1.8)$$

Si la radiación ionizante incide normal a la capa,  $\chi = 0$ , y las ecuaciones (1.7) y (1.8) se reducen a

$$h_{\max} = H \ln (\rho_0 a H) \quad (1.9)$$

y

$$q_M = \frac{b Q_{\infty}}{a H e} \quad (1.10)$$

siendo  $q_M = q(h_{\max}, 0)$ . Si designamos por  $c$  al cociente entre los coeficientes de absorción  $b$  y  $a$ , podemos escribir que

$$q(h_{\max}, \chi) = \frac{c Q_{\infty} \cos \chi}{H e} \quad (1.11)$$

$$q_M = \frac{c Q_{\infty}}{H e} \quad (1.12)$$

La constante  $c$  representa el número de electrones producidos por cada fotón absorbido. Cuando la absorción es debida únicamente al proceso ionizante o alcanza su máximo valor.

Con (1.9) y (1.10), la ecuación (1.5) toma la forma siguiente,

$$q(h, \chi) = q_M \exp \left| 1 + \frac{h_{\max} - h}{H} - \exp \left( \frac{h_{\max} - h}{H} \right) \sec \chi \right| \quad (1.13)$$

que en función de la altura reducida,  $z = \frac{h - h_{\max}}{H}$  (1.14)

queda más abreviadamente como

$$q(h, \chi) = q_M \exp \left| 1 - z - \exp(-z) \sec \chi \right| \quad (1.15)$$



La dependencia de la producción de electrones por unidad de -- tiempo y de volumen y, por tanto, de la densidad electrónica -- con la distancia cenital, permite preveer variaciones de las -- mismas, diarias, estacionales y con la latitud.

Consideremos ahora las variaciones de la densidad electrónica N. Dichas variaciones dependerán de la diferencia de los térmi nos de producción y los de pérdida, bien por recombinación, -- unión o flujo al exterior del volumen considerado. La ecuación de continuidad vendrá dada, pues, por

$$\frac{\partial N}{\partial t} = q - L - \text{div} (N \vec{v}) \quad (1.16)$$

El término de divergencia no lo consideramos aquí, con lo que la ecuación anterior queda reducida a los dos primeros términos.

La pérdida de electrones puede ser debida a dos procesos:

- Por recombinación con unión positivo. Si designamos por  $X^+$  a los iones positivos, la variación de la concentración electróni ca con el tiempo debida a este proceso viene dada por

$$\frac{\partial N}{\partial t} = - \alpha N \cdot n (X^+) \quad (1.17)$$

donde  $\alpha$  es el coeficiente de recombinación. Según g) (Johnson y col (1950), estiman que, la región F es neutra eléctricamente, ya que las concentraciones de cargas positivas y negativas no -- difieren en más de una parte en  $10^{12}$ ). se cumple que

$$N = n (X^+) \quad (1.18)$$

por lo que podemos escribir

$$\frac{\partial N}{\partial t} = - \alpha N^2 \quad (1.19)$$

- Por unión con un átomo neutro. La ecuación correspondiente



a este proceso es, designando con X los átomos neutros,

$$\frac{\partial N}{\partial t} = - b.N.n(X) \quad (1.20)$$

siendo b una constante de proporcionalidad. En la mayoría de los casos se puede considerar que el número de átomos neutros es tan grande que éste no cambia apreciablemente, cuando algunos de ellos se convierten en iones, con lo que

$$\frac{\partial N}{\partial t} = - \beta N \quad (1.21)$$

donde  $\beta = b.n(X)$  es el coeficiente de unión.

Vamos a suponer que la densidad electrónica está en estado casi estacionario:

$$q = L \quad (1.22)$$

Esto implica que mientras la producción de electrones varía continuamente, según la variación de  $\chi$ , los procesos de pérdida se auto ajustan para mantener el equilibrio de la densidad electrónica. Esta condición se satisface exactamente en los puntos en que la curva  $N(t)$  presenta un máximo o mínimo, situación que en general se cumple al mediodía y en las primeras horas de la mañana. La condición de estado casi-estacionario permite escribir que

$$q = \alpha N^2 \quad (1.23)$$

si consideramos como único proceso efectivo de pérdida de electrones la recombinación, y

$$q = \beta N \quad (1.24)$$

si el proceso a tener en cuenta es únicamente la unión

Sustituyendo las ecuaciones (1.23) y (1.24) en (1.15), se obtiene

$$N = \frac{q_M^{1/2}}{\alpha} \exp \frac{1}{2} | 1 - z - \exp(-z) \sec \chi | \quad (1.25)$$



y

$$N = \frac{q_M}{\beta} \exp \left| 1 - z - \exp(-z) \cdot \sec \chi \right| \quad (1.26)$$

A la distribución de electrones descrita por la (1.25) se le llama capa  $\alpha$  de Chapman en equilibrio, y a la descrita por (1.26) capa  $\beta$  de Chapman en equilibrio. Si los coeficientes  $\alpha$  o  $\beta$  son constantes, los máximos de las funciones  $N(h)$  y  $q(h)$  se encuentran a la misma altura, mientras que si  $\alpha$  o  $\beta$  disminuyen con la altura, las ecuaciones (1.25) y (1.26) indican que el máximo de  $N(h)$  estará a mayor altura que el máximo de  $q(h)$ . Si esta diferencia de alturas de los máximos es considerable, se habla entonces de una "capa de Bradbury".

Cuando el Sol está próximo al cenit,  $\sec \chi$  es prácticamente la unidad, con lo que (1.25) y (1.26) toman la forma

$$N = (N_M)_\alpha \exp \frac{1}{2} (1 - z - e^{-z}) \quad (1.27)$$

y

$$N = (N_M)_\beta \exp (1 - z - e^{-z}) \quad (1.28)$$

siendo  $N_M$  el máximo de la densidad electrónica cuando la incidencia de la radiación es normal a la capa, para las capas  $\alpha$  y  $\beta$  de Chapman respectivamente, es decir

$$(N_M)_\alpha = \left( \frac{q_M}{\alpha} \right)^{1/2} \quad (1.29)$$

$$(N_M)_\beta = \frac{q_M}{\beta} \quad (1.30)$$

El desarrollo en serie de las exponenciales hasta la potencia de segundo orden, permiten escribir las ecuaciones (1.27) y (1.28) como

$$N = (N_M)_\alpha \left( 1 - \frac{z^2}{4} \right) \quad (1.31)$$

y

$$N = (N_M)_\beta \left( 1 - \frac{z^2}{2} \right) \quad (1.32)$$



ecuaciones de una parábola. Por tanto, para pequeños valores de  $\chi$  y para alturas próximas al máximo de concentración de electrones, la función  $N(h)$  es de forma parabólica.

Este modelo, simplificado de Chapman ha sido posteriormente modificado para tener en cuenta condiciones reales de la atmósfera, como son la esfericidad de la Tierra, una atmósfera no isoterma, y la ionización por el continuo de radiación.

En cuanto a cuál de los dos procesos mencionados de pérdida de electrones es el que tiene mayor influencia, hay que decir que el predominio corresponde a uno u otro según la altura que se considere. En la baja ionosfera es la recombinación, mientras que en las zonas superiores es la unión. La altura de la zona de transición se sitúa alrededor de los 200 km, por encima del máximo de la capa F 1, en condiciones normales (Ratcliffe y col. 1960; Matuura, 1972) que es el nivel donde la concentración de  $O^+$  es igual a la concentración total de iones  $NO^+$  y  $O_2^+$ . Puesto que el coeficiente de enlace decrece con la temperatura (Matuura, 1972), la disminución de  $\beta$  con la altura parece indicar que el máximo de la densidad electrónica de la capa F 2 está a una altura considerable por encima del máximo de la producción de electrones, el cual se sitúa en las proximidades de la capa F 1, a unos 180 km (Ratcliffe y col. 1960)..

De cualquier modo, la importancia de los procesos de transporte es fundamental en la región F 2, ya que explican su existencia misma, dado que, como se observa en la figura 1.1, en esta región no sólo existe un máximo de concentración electrónica, sino también un máximo en la concentración de los iones  $O^+$ . Este aspecto lo trataremos en el apartado 1.4.



1.3.- EMISION EN 6300 Å

Con el fin de estudiar distintos tipos de fenómenos que acaecen en la región F 2 es muy importante el análisis del máximo de intensidad en 6300 Å del espectro del "Airglow". Esta emisión se origina en la transición del término (<sup>1</sup>D) al (<sup>3</sup>P) del oxígeno atómico excitado y procede, la mayor parte, de la región F 2, aunque puede emitirse a mayores alturas correspon--

Término	J	Energía(eV)	A <sub>i</sub> (seg <sup>-1</sup> )
<sup>1</sup> S	0	4.19	1.36
<sup>1</sup> D	2	1.97	0.0091
<sup>3</sup> P	0	0.028	
	1	0.020	
	2	0	

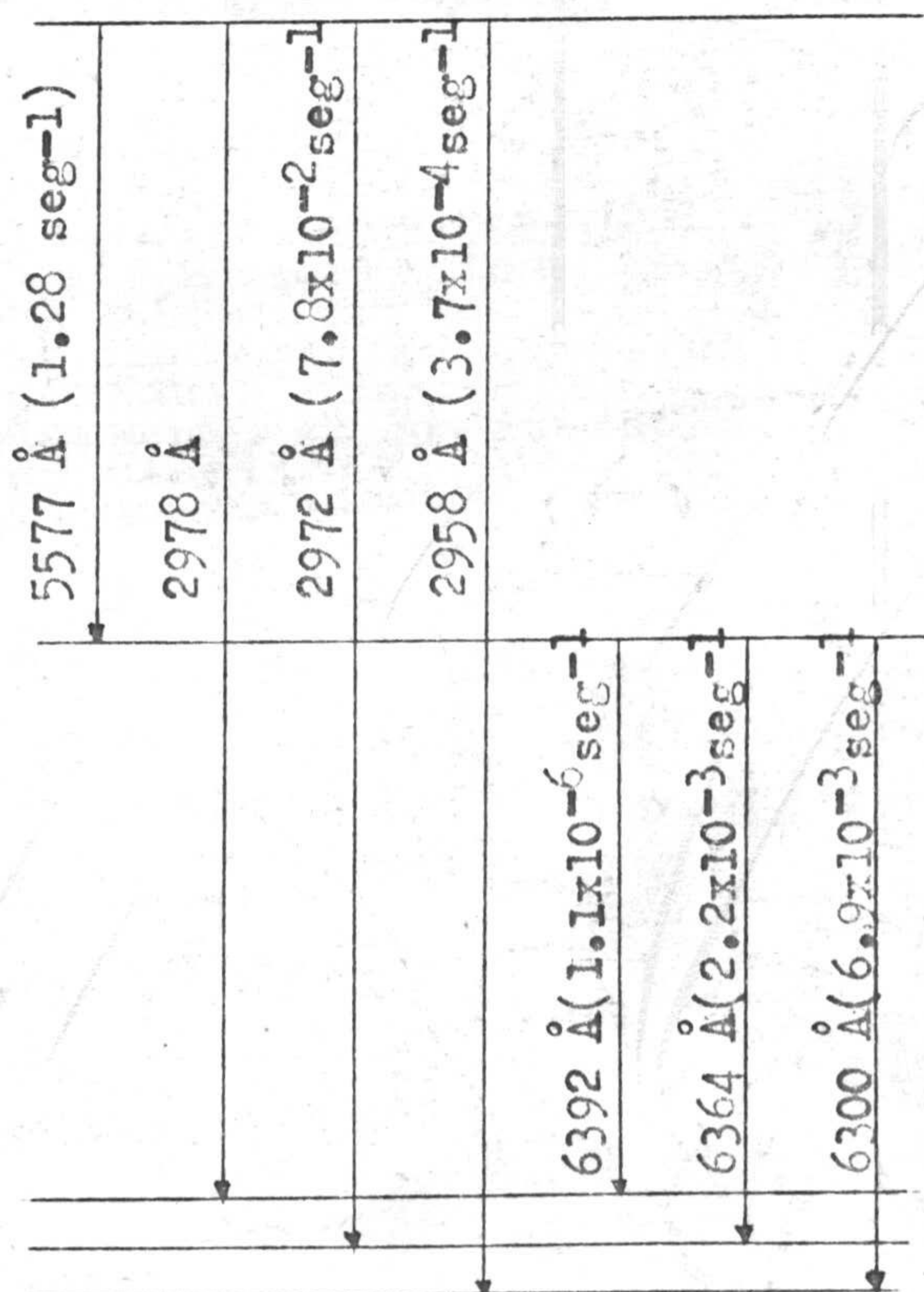


Fig. 1.5.



diendo a fenómenos perfectamente caracterizados ( auroras y arcos M ). Los niveles de energía se dan en la figura 1.5, tomada de Peterson y col. (1966) en la que se especifican los términos, momento angular total, energía y coeficientes de Einstein,  $A_{21}$ , para cada nivel, y sobre las flechas, la longitud de onda de la emisión y el coeficiente de Einstein de la transición. Como puede observarse en la figura 1.5. la transición del término ( $^1D$ ) al ( $^3P$ ) puede dar lugar a emisión en tres longitudes de onda distintas:  $6392 \text{ \AA}$ ,  $6364 \text{ \AA}$  y  $6300 \text{ \AA}$ , pero la intensidad correspondiente a la primera es muy pequeña ya que su coeficiente de Einstein es despreciable frente al de las otras dos longitudes de onda. El filtro empleado en el fotómetro nos permite, por otro lado, seleccionar la emisión en  $6300 \text{ \AA}$ , conocida también como raya roja (en esta designación normalmente se incluye el doble de  $6300 - 6364 \text{ \AA}$  ).

Las variaciones en intensidad de la emisión de  $\lambda 6300 \text{ \AA}$  durante la noche ha conducido a una clasificación atendiendo a las características de las curvas de intensidad y a la zona de la noche<sup>en</sup> que se producen. Utilizando el nombre castellano y siguiendo su sucesión temporal la clasificación es la siguiente:

- Emisión crepuscular del atardecer
- Emisión post-crepuscular
- Emisión nocturna
- Emisión pre-crepuscular
- Emisión crepuscular del amanecer

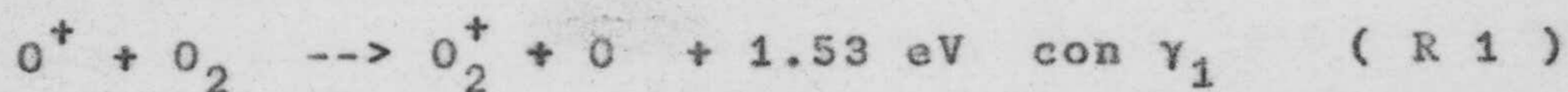
De manera variable pueden aparecer arcos M, auroras de baja latitud, arcos tropicales y el llamado efecto "Post-dusk", de difícil observación. Todos estos fenómenos varían según la latitud de la estación de observación, pudiendo estar presentes en nuestro cielo. ( Battaner, 1972 a; Battaner, 1972 b ; Quintana, 1974 ). Hemos incluido la emisión pre-crepuscular como manifestación habitual, al menos en nuestra latitud, por razones que expondremos en la última parte --



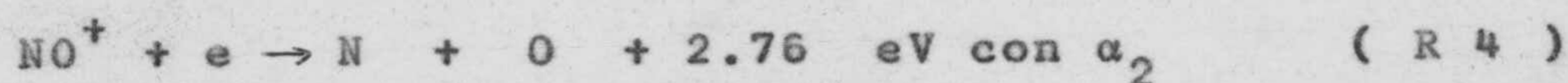
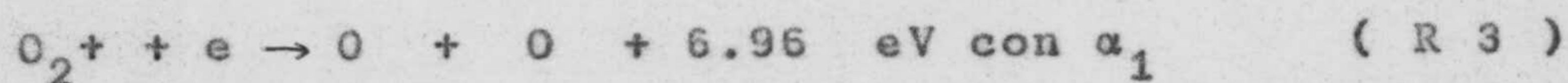
de esta memoria. La descripción de las emisiones post-crepuscular, pre-crepuscular y de los arcos M, las incluimos en el capítulo cuarto, con el fin de completarlas con nuestras observaciones.

1.3.1.- La recombinación disociativa.=

Debido a los estudios realizados, principalmente durante la última década, se tiene una idea bastante clara de cuales son las reacciones que originan la emisión nocturna en  $6300 \text{ \AA}$  como consecuencia de la excitación del oxígeno atómico al estado ( $^1D$ ). Durante el día, los oxígenos ionizados por la radiación ultravioleta de origen solar, dan lugar al siguiente par de reacciones de intercambio de carga:



siendo  $\gamma_1$  y  $\gamma_2$  los coeficientes de velocidad de reacción. Las reacciones (R 1) y (R 2) actúan como reacciones de pérdida de ionización, dado que los iones producidos por ellas,  $O_2^+$  y  $NO^+$ , desaparecen por recombinación disociativa mediante el par

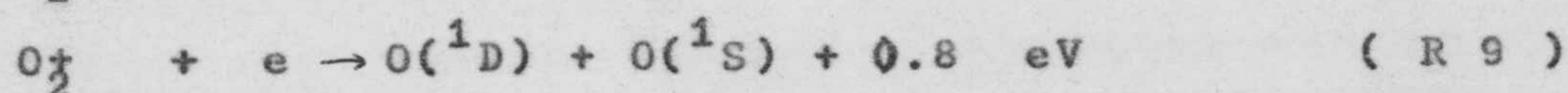
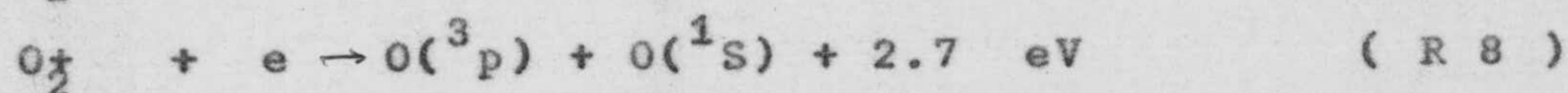
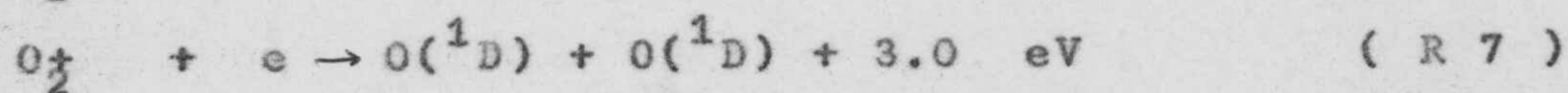
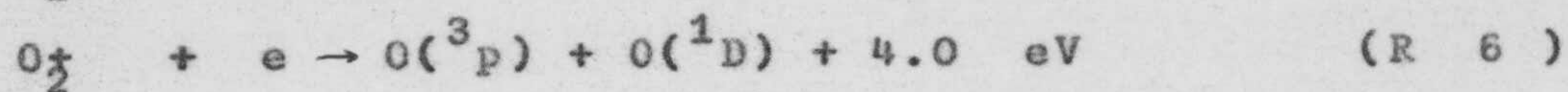
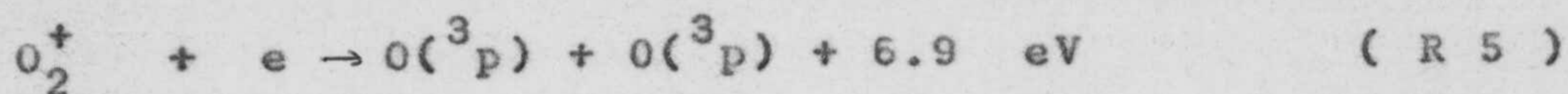


donde  $\alpha_1$  y  $\alpha_2$  son los correspondientes coeficientes de velocidad de reacción. No hay prácticamente recombinación de  $O^+$  con electrones emitiendo un fotón, ya que la sección eficaz de es



te proceso es muy pequeña. Esta es la causa de que  $O^+$  sea el ión predominante en un intervalo de alturas amplio y de la existencia de la región F 2.

La reacción (R 3) puede dar lugar a oxígenos atómicos en los siguientes estados (Peterson y col. 1966):



mientras que (R 4) sólo puede dar lugar a estados ( $^1D$ ). La producción de  $NO^+$  procede fundamentalmente de (R 2), ya que la fotoionización del NO es despreciable en la región F 2. Dalgarno y col. (1964) no admiten (R 4) como fuente de estados ( $^1D$ ), ya que no se conserva el spín, Sin embargo, Peterson y col. (1966) la tienen en cuenta considerando que se pueden obtener estados ( $^1D$ ) por la desactivación de  $N(^2D)$  mediante la reacción de choque



cuyo efecto sería casi el mismo que la excitación directa por el mecanismo (R 4).

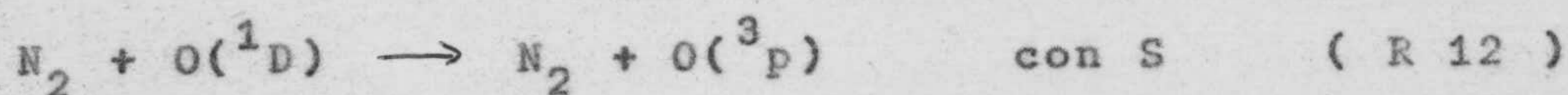
Por otra parte, en la región F, los principales agentes de desactivación del estado ( $^1D$ ) son los electrones,  $O$ ,  $O_2$  y  $N_2$ . Sin embargo, los que pueden jugar un papel real son únicamente el  $O_2$  y  $N_2$  (Seaton, 1956; Hunten y col. 1966). Seaton (1955) obtiene un coeficiente de desactivación para los electrones



donde  $S^e = 1.7 \times 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$ , con lo que, dada la baja concentración de electrones frente a la de  $O_2$  y  $N_2$ , su contribución



es despreciable. De  $O_2$  y  $N_2$  puede considerarse únicamente el  $N_2$  como agente de desactivación, dado que el coeficiente de desactivación para el oxígeno molecular es el 60% del correspondiente al nitrógeno molecular (Noxon y col. 1970) y que la concentración de éste es del orden de diez veces mayor que la concentración del  $O_2$ , para 120 km (Jacchia, 1971), relación que aumenta con la altura por ser la escala de altura del  $N_2$  mayor que la del oxígeno molecular. En consecuencia, la reacción de desactivación sería



La emisión en 6300 Å viene dada por

$$Q(6300) = 0,10 \int_0^{\infty} e_{6300}(h) dh = 0,10 \int_0^{\infty} A_{6300} [^1D(h)] dh \quad (1.33)$$

donde  $Q(6300)$  viene dada en Rayleighs y  $h$  en kilómetros.  $e_{6300}$  es la velocidad de emisión,  $A_{6300}$  es el coeficiente de Einstein de la transición y  $[^1D(h)]$  es la concentración de átomos de oxígeno en el estado ( $^1D$ ). Dado que normalmente no se trabaja con los perfiles de concentración de  $O_2^+$  o de  $O^+$ , sino con el de la concentración electrónica,  $Ne(h)$ , y admitiendo: a) que los  $O(^1D)$  proceden fundamentalmente de las reacciones (R 3) y (R 4), y los iones  $O_2^+$  y  $NO^+$  de (R 1) y (R 2); b) que son despreciables los movimientos de  $O(^1D)$ ,  $O_2^+$ , y  $NO^+$ ; c) que las concentraciones de  $O(^1D)$ ,  $O_2^+$  y  $NO^+$  son estacionarias y d) que la ionosfera es neutra en el intervalo de alturas de interés, y que los únicos iones abundantes son  $O^+$ ,  $O_2^+$  y  $NO^+$ , podemos escribir (1.33) como (Peterson y col. 1966; Battaner, 1972; Wickwar y col. 1974):

$$\begin{aligned} Q(6300) &= 0,10 \int_0^{\infty} P(h) \{R \gamma_1 [O_2(h)]\} Ne(h) F(h) dh = \\ &= 0,076 \int_0^{\infty} \frac{e(h) F(h) Ne(h)}{1 + \frac{d(h)}{0,0091}} dh \quad (1.34) \end{aligned}$$



donde los corchetes indican concentraciones, y

$$P(h) \equiv \frac{A_{6300}}{A_{6300} + A_{6364} + d(h)} = \frac{0.76}{1 + \frac{d(h)}{0.0091}} \quad (1.35)$$

es la probabilidad de que un  $O(^1D)$  emita un fotón en 6300 Å. R es la proporción de átomos de oxígeno en el estado ( $^1D$ ) producidos por recombinación disociativa, incluyendo tanto la formación directa como la indirecta a partir de la transición ( $^1S$ )  $\rightarrow$  ( $^1D$ ). Si únicamente se considera la reacción (R 3) como fuente de estados ( $^1D$ ), R puede expresarse por

$$R = k_1 + \frac{A_{5577}}{A_{5577} + A_{2972}} \quad K_2 = k_1 + 0.94 k_2 \quad (1.36)$$

Si también se tiene en cuenta (R 4), R se escribe como

$$R = k_1 + 0.94 k_2 + k_3 \frac{\gamma_2 [N_2]}{\gamma_3 [O_2]} \quad (1.37)$$

donde  $k_1, k_2$  y  $k_3$  son números comprendidos entre cero y uno.

$F(h)$  es la fracción de la ionización total -- que representa  $O^+$ , es decir,

$$F(h) \equiv \frac{[O^+(h)]}{Ne(h)} \leq 1 \quad (1.38)$$

que supuesto el equilibrio químico entre los iones  $O^+, O_2^+$  y  $NO^+$  (Schunk y col. 1973) toma la expresión

$$F(h) = \frac{1}{1 + \frac{\gamma_1 [O_2(h)]}{\alpha_1 Ne(h)} + \frac{\gamma_2 [N_2(h)]}{\alpha_2 Ne(h)}} \quad (1.39)$$



Por encima de los 300 Km y bajo la zona donde  $o^+$  es el ión pre dominante, es la unidad. Este valor decrece con la altura, con 0.90 a 250 Km y alrededor de 0.30 a 200 Km (Wickwar, 1971)

$$e(h) \equiv R \gamma_1 [O_2(h)] \quad (1.40)$$

es el número de átomos de  $O(^1D)$  producidos por segundo por re-combinación, y

$$d(h) \equiv S [N_2(h)] \quad (1.41)$$

es el número de átomos de  $O(^1D)$  desactivados por segundo.

Una forma más abreviada de escribir (1.34) es

$$Q(6300) = 0.10 \int_0^{\infty} G(h) Ne(h) F(h) dh \quad (1.42)$$

llamando  $G(h)$  al número de fotones con longitud de onda 6300 Å emitidos por segundo

$$G(h) \equiv P(h) e(h) = \frac{6.9 \times 10^{-3} R \gamma_1 [O_2(h)]}{9.1 \times 10^{-3} + S [N_2(h)]}$$

En este factor, en consecuencia, viene reflejada la influencia de la desactivación del  $O(^1D)$  por choques con nitrógeno molecular, frente al término de producción, proporcional a la concentración del  $O_2$ .

En la tabla 1.1. damos una relación de algunos valores obtenidos por los parámetros que aparecen en las expresiones anteriores, donde  $T_n$  y  $T_e$  son, respectivamente, la temperatura de la atmósfera neutra y la temperatura electrónica.



T A B L A 1. 1.

$\gamma_1$ ( cm <sup>3</sup> /s )	$3 \times 10^{-13}$	Swider (1967)
	$(3.4 \pm 0.05) \times 10^{-10} T_n^{-(0.48 \pm 0.05)}$	Smith y col. (1968)
	$1.3 \times 10^{-11}$	Dunkin y col (1968)
	$1.6 \times 10^{-11}$	DNA Reaction Rate Handbook(1972)
$\gamma_2$ (cm <sup>3</sup> /s)	$3 \times 10^{-12}$	Swider (1967)
	$(2 \pm 1) \times 10^{-12}$	Fite (1969)
	$6 \times 10^{-13}$	DNA Reaction Rate Handobook(1972)
$\alpha_1$ (cm <sup>3</sup> /s)	$2 \times 10^{-7} (300/te)$	Swider (1967)
	$1.95 \times 10^{-7} (300/Te)^{0.7}$	Mehr y col. (1969)
	$2.1 \times 10^{-7} (300/Tn)^{0.7}$	DNA REaction Rate Handbook (1972)
$\alpha_2$ (cm <sup>3</sup> /s)	$(5 \pm 1) \times 10^{-7} (300/Tn)^{1.2 \pm 0.3}$	Donahue (1969)
	$(4.1 \pm 0.3) \times 10^{-7} (300/Tn)$	Biondi (1969)
	$4.0 \times 10^{-7} (300/Tn)^{0.5}$	DNA Reaction Rate Handbook (1972)
R	1.0 (para 300 °K)	Zipf ( 1970)
	$1.1 \pm 0.6$ ( para 1100 °K)	Brown y col. (1972)



S(cm <sup>3</sup> /s)	(9 ± 4) x 10 <sup>-11</sup>	Noxon (1970)
	(5 ± 2) x 10 <sup>-11</sup>	Clark y col. (1972)
	(9 + 1.0) - 0.5) x 10 <sup>-11</sup>	Hernandez (1972)
	(6 + 4) - 3) x 10 <sup>-11</sup>	Sipler y col. (1972)(*)

1.3.2.- Modelo de Barbier

Fue propuesto por Barbier (1957) de una manera semiempírica, - dándole mayor base teórica en el trabajo de Barbier y col.(1962). Ha sido ampliamente utilizado por numerosos investigadores, da do que se puede emplear con los valores rutinarios medidos so bre los ionogramas, y a que su validez, al menos en las horas cen trales de la noche, ha sido ampliamente confirmada. Siguiendo a Peterson (1968), vamos a obtener la expresión de Barbier dando las bases teóricas en que se apoya.

1) La hipótesis de partida es que el único mecanismo importan te de producción de estados (<sup>1</sup>D) del oxígeno atómico es la re- combinación disociativa, siendo válida por tanto la expresión

$$Q(6300) = 0.076 \int_0^{\infty} \frac{R\gamma_1 [O_2(h)] F(h) Ne(h)}{1 + \frac{d(h)}{0.0091}} dh \quad (1.44)$$

---

(\*) En este valor de S se tiene en cuenta también la desactiva- ción del O(<sup>1</sup>D) a causa del O<sub>2</sub>.



2) La capa emisora está lo suficientemente alta como para que  $F(h)$  sea la unidad. Según Wickwar (1971), como ya hemos mencionado, esta hipótesis sería válida por encima de los 300 Km, y admisible para alturas superiores a los 250 Km, en que  $F(h) = 0,9$ , ya que la aproximación quedaría dentro del error experimental. Peterson (1968) calcula un valor aproximado de 0.8 - cuando el máximo de emisión se encuentra a 270 Km que no implicaría un serio error.

3) Se supone nula o despreciable la desactivación del  $O(^1D)$  por choques. Al igual que la anterior, esta aproximación puede representar una sobreestimación de la emisión. Con 2) y 3)(1.44) puede ser escrita como

$$Q(6300) = 0.076 \int_0^{\infty} R \gamma_1 [O_2(h)] Ne(h) dh \quad (1.45)$$

4)  $R$  es constante con la altura. Esto es equivalente a decir que  $k_3 = 0$  en (1.37), es decir, no considerar la reacción (R 4) como fuente de estados ( $^1D$ ). Dada la dificultad planteada por Dalgarno y col. (1964) puede admitirse como buena la hipótesis de la constancia de  $R$ . Como se puede ver en la tabla 1.1., Zipf (1970) da para  $R$  el valor de la unidad.

5) Durante la noche, la forma de la capa F 2 no varía, aunque pueden cambiar su altura, espesor y concentración electrónica. Esta hipótesis permite escribir el perfil de concentración de electrones como

$$Ne(h) = N_m f(Z_{32}) \quad (1.46)$$

donde  $N_m$  es la concentración máxima y  $Z_{32}$  es la altura reducida para el oxígeno molecular, tomando como origen de alturas reducidas  $h_m$ , es decir, la altura del máximo de concentración electrónica, y  $H_{32}$  es la escala de altura del  $O_2$ .



$$Z_{32} = \int_{h_m}^h \frac{dh}{H_{32}} \quad (1.47)$$

Si los cambios en la concentración de electrones y en la altura no son rápidos puede admitirse la invarianza de la forma de la capa, lo cual parece ser es el comportamiento "normal", al menos en latitudes medias.

6) La atmósfera es isoterma en el rango de alturas de interés. Las variaciones reales de temperatura entre 200 y 300 Km pueden alcanzar los 300 °K, dependiendo de la temperatura exosférica, es decir, de los valores de los parámetros solares, geográficos y geomagnéticos. Aun en este caso, sin embargo, los perfiles de  $|O_2(h)|$  entre 200 y 300 Km obtenidos con la hipótesis de la constancia de la temperatura, y los obtenidos con temperaturas más reales presentan sólo una pequeña diferencia (Peterson, 1968). La hipótesis puede admitirse como buena. Con ella, (1.47) puede escribirse simplemente como

$$Z_{32} = \frac{h - h_m}{H_{32}} \quad (1.48)$$

ya que en este caso  $H_{32}$  es independiente de la altura, si no tenemos en cuenta la variación de la aceleración de la gravedad con la misma.

Con (1.46), (1.48) y la hipótesis 4), podemos escribir (1.45) en la forma

$$Q(6300) = 0.076 R\gamma_1 N_m H_{32} \int_0^\infty f(Z_{32}) [O_2(h)] dZ_{32} \quad (1.49)$$

en donde hemos admitido que  $\gamma_1$  es independiente de  $h$  por la hipótesis 6) si se supone una posible dependencia de  $\gamma_1$  con la temperatura.



7) Las concentraciones de  $O_2$  y  $N_2$  están en equilibrio difusivo (Peterson y col. 1966). Para el  $O_2$  podemos escribir, -- por tanto,

$$[O_2(h)] = [O_2(h_m)] e^{-Z_{32}} = [O_2(h_m)] e^{-(h-h_m)/H_{32}} \quad (1.50)$$

con lo que (1.49) queda como

$$Q(6300) = 0.0076 R \gamma_1 N_m H_{32} [O_2(h_m)] \int_0^{\infty} f(Z_{32}) e^{-Z_{32}} dZ_{32} \quad (1.51)$$

o bien, como para una altura arbitraria  $h_o$

$$[O_2(h_o)] = [O_2(h_m)] e^{-(h_o - h_m)/H_{32}} \quad (1.52)$$

$$Q(6300) = 0.076 R \gamma_1 N_m H_{32} [O_2(h_o)] e^{-(h_m - h_o)/H_{32}} \int_0^{\infty} f(Z_{32}) e^{-Z_{32}} dZ_{32} \quad (1.53)$$

$C = \int_0^{\infty} f(Z_{32}) e^{-Z_{32}} dZ_{32}$  es un número que depende únicamente del factor de forma  $f(Z_{32})$ . Cuando la hipótesis 5) no fuera aplicable por rápidos cambios en la altura de la capa y en la concentración de electrones,  $C$  sería variable. Por otra parte, la concentración máxima de electrones por  $cm^3$  puede relacionarse con la frecuencia crítica ordinaria de la capa F 2 mediante

$$N_m = 1.24 \times 10^4 (f_o F 2)^2 \quad (1.54)$$

cuando  $f_o F 2$  es medida en  $MHz$ , y la altura máxima,  $h_m$ , puede relacionarse con los parámetros  $h' F 2$ ,  $M(3000) F 2$  y  $h_p$ , medidos sobre los ionogramas. La utilización de  $h'$  permite obtener valores de  $Q(6300)$  más próximos a los valores experimentales que los otros dos parámetros (Peterson, 1968), utilizando la



relación

$$h_m = h'F^2 + \text{cte} \quad (1.55)$$

que es la empleada por Barbier. Desde luego es una relación -- aproximada, dado que  $h'F^2$  puede estar afectada por la presencia de ionización en las zonas bajas de la ionosfera, por lo -- cual en (1.55) debería figurar una variable en lugar de una -- constante. Sin embargo, la utilización de  $h'F^2$  tiene la venta ja de su independencia con  $f_oF^2$ .

Tomando  $h_o = 200$  ( $h_o$  puede tomar otros valores siempre que sean alturas próximas a la capa F 2) y utilizando (1.54) y (1.55),  $Q(6300)$  puede ser escrita como

$$Q(6300) = A (f_oF)^2 \exp -(h' - 200)/H_{32} \quad (1.56)$$

donde la definición de A es inmediata. La expresión realmente dada por Barbier es

$$Q(6300) = A (f_oF)^2 \exp -(h' - 200)/H_{32} + B \quad (1.57)$$

en la que incluye una constante aditiva B, que viene a represen tar la contribución de fuentes de emisión en 6300 Å ajenas a la recombinación disociativa.



#### 1.4.- PROCESOS DE TRANSPORTE

Según se observa en la figura 1.1. la región F 2 no sólo se caracteriza por poseer un máximo en la concentración electrónica, sino que también se alcanza en ella el máximo de concentración de iones  $O^+$ , lo cual no puede ser explicado a partir de consideraciones fotoquímicas únicamente. En efecto, en alturas correspondientes a la región F 2 la producción de iones  $O^+$  se puede considerar proporcional a  $[O]$ , admitiendo que la intensidad de la radiación solar al alcanzar esta zona es prácticamente igual que al incidir sobre nuestra atmósfera, ec.(1.3). Sin embargo, la pérdida de  $O^+$  es proporcional a  $[O_2]$  y  $[N_2]$  de acuerdo con las reacciones (R1) y (R 2). Ahora bien, dado que  $[O_2]$  y  $[N_2]$  disminuye con la altura más rápidamente que  $[O]$ , el equilibrio producción - pérdida se alcanza para mayores concentraciones de  $[O^+]$  según aumenta la altura, obteniéndose un aumento continuo de  $[O^+]$  con la altura. La existencia de un máximo real de  $[O^+]$  en la región F 2 sólo puede explicarse, en consecuencia, teniendo en cuenta también procesos de transporte.

##### 1.4.1.- Ecuaciones de continuidad, cantidad de movimiento y -- energía.

Para explicar las características de la región F 2 es necesario, como hemos visto, establecer las ecuaciones de transporte para



el gas de electrones e iones que la forman. Vamos aquí a exponerlas brevemente, deteniéndonos en particular en la segunda, para analizar las posibles causas de movimiento de la capa F 2. La ecuación de continuidad ya la establecimos anteriormente

$$\frac{\partial N_j}{\partial t} = q_j - L_j - \text{div}(N_j \bar{V}_j) \quad (1.16)$$

donde  $N_j$  es la concentración del constituyente  $j$  del plasma,  $q_j$  y  $L_j$  son los términos de producción fotoquímica y de pérdida, y  $\bar{V}_j$  es la velocidad. La ec. (1.16) es válida tanto para electrones como para iones positivos, ya que la región F 2 es neutra eléctricamente (Johnson y col. 1950) y los iones negativos son muy escasos (Rishbeth, 1968). En muchos casos, se puede suponer que la capa F 2 está estratificada horizontalmente en medias y altas latitudes, lo cual supone que los movimientos horizontales son despreciables frente a los verticales. Con ello, (1.16) se puede escribir como

$$\frac{\partial N_j}{\partial t} = q_j - L_j - \frac{\partial}{\partial h} (N_j V_{jh}) \quad (1.58)$$

El balance de fuerzas viene expresado por

$$m \frac{d \bar{V}_j}{d t} = - \frac{1}{N_j} \text{grad } P_j + \frac{\eta_j}{N_j} (\Delta \bar{V}_j + \frac{1}{3} \text{grad div } \bar{V}_j) + m_j \bar{a}_j \quad (1.59)$$

donde los términos de la derecha expresan, respectivamente la fuerza del gradiente de presión, de viscosidad y la fuerza externa, y en la cual  $p_j = N_j k T_j$  es la presión parcial y  $\eta_j$  es el coeficiente de viscosidad, Según Stubbe (1974), en la región F 2 no es importante la fuerza de viscosidad, con lo que se puede escribir



$$m_j \frac{d \vec{v}_j}{dt} = \frac{1}{N_j} \text{grad } p_j + m_j \vec{a}_j \quad (1.60)$$

En el término  $m_j \vec{a}_j$  están incluidas las fuerzas gravitatoria, electrostática, de Lorentz y de fricción.

El balance de energía se puede expresar por la variación de la temperatura con el tiempo, así:

$$\frac{\partial T_j}{\partial t} = - v_j \text{grad } T_j + \frac{6.02 \times 10^{23}}{N_j C_{vj}} \left\{ Q_{pj} + Q_{Tj} + \text{div}(\chi_j \text{grad } T_j) - \right. \\ \left. - p_j \text{div } v_j + \eta_j \left[ \frac{4}{3} (\text{div } v_j)^2 - (\text{rot } \vec{v}_j)^2 \right] \right\} \quad (1.61)$$

donde  $C_v$  es el calor molar a volumen constante y  $\chi$ ; la conductividad calórica. Los términos del segundo miembro corresponden, respectivamente a convección, producción de calor como consecuencia de la absorción de la radiación ultravioleta, transferencia de calor entre gases a diferente temperatura, conducción, conversión adiabática trabajo-calor y calentamiento debido a la viscosidad.

De acuerdo con Sttubbe (1974), despreciando los términos dependientes de la velocidad y considerando únicamente derivadas verticales, (1.61) queda reducida a

$$\frac{\partial T_j}{\partial t} = \frac{6.02 \times 10^{23}}{N_j C_{vj}} \left[ Q_{pj} + Q_{Tj} + \frac{\partial}{\partial h} \left( \chi_j \frac{\partial T_j}{\partial h} \right) \right] \quad (1.62)$$

Cualquier modelo de la región F 2 requiere la solución simultánea de las tres ecuaciones de transporte, para electrones,  $O_2^+$ ,  $NO^+$ ,  $O^+$  y  $H^+$



1.4.2.- Difusión

En la ec. (1.60) podemos despreciar el término  $m_j \frac{dv_j}{dt}$ , si consideramos únicamente movimientos estacionarios. En la región F esto implica movimientos de duración superior a varios segundos (Rishbeth, 1967) lo cual es el caso para los movimientos que vamos a considerar a continuación. Las ecuaciones de movimiento para iones y electrones, por tanto, las podemos escribir como:

$$0 = m_i \vec{g} - \frac{1}{N_i} \vec{g} \text{ grad } p_i + e (\vec{E} + \vec{V}_i \times \vec{B}) - m_i v_{in} (\vec{V}_i - \vec{U}) - m_e v_{ei} (\vec{V}_i - \vec{v}_e) \quad (1.63)$$

y

$$0 = m_e \vec{g} - \frac{1}{N_e} \vec{g} \text{ grad } p_e - e (\vec{E} + \vec{V}_e \times \vec{B}) - m_e v_{en} (\vec{V}_e - \vec{U}) - m_e v_{ei} (\vec{V}_e - \vec{v}_i) \quad (1.64)$$

donde  $v_{in}$  y  $v_{en}$  son las frecuencias de choque con las partículas neutras de los iones y electrones, respectivamente,  $v_{ei}$  es la frecuencia de choque electrón-ión y  $\vec{U}$  es la velocidad del viento neutro.

Los iones y electrones se difunden bajo la influencia de los gradientes de presión parcial y de la gravedad, movimiento que se ve dificultado por los choques con los componentes del aire neutro. Debido a que la masa electrónica es mucho menos que la de los iones, la fuerza de fricción es mucho más intensa para éstos que para los electrones, por lo que, inicialmente, los electrones se difunden más rápidamente que los iones, produciéndose una separación de carga que engendra un campo eléctrico. Las fuerzas de éste campo, actuando en sentidos contrarios, impiden la separación obligando a iones y electrones a moverse juntos. A este movimiento conjunto del plasma, en consecuencia,



se le llama difusión ambipolar.

La ecuación para la difusión del plasma se obtiene sumando las ecuaciones (1.63) y (1.64) con lo que los términos de fuerzas electromagnética y de choque ión-electrón se cancelan, dado que  $\bar{v}_e = \bar{v}_i$ .

$$0 = m_i \bar{g} + m_e \bar{g} - \frac{1}{N_i} \text{grad } p_i - \frac{1}{N_e} \text{grad } p_e - m_i v_{in} (\bar{v}_i - \bar{U}) - m_e v_{en} (\bar{v}_e - \bar{U}) \quad (1.65)$$

Considerando nula la velocidad del viento neutro,  $\bar{U} = 0$ , y puesto que  $m_i \gg m_e$  y  $m_i v_{in} \gg m_e v_{en}$  podemos desprestigiar los términos de gravedad para electrones y de choque electrón-partículas neutras, con lo cual, designando con  $\bar{v}_j$  la velocidad del plasma, podemos escribir;

$$0 = m_i \bar{g} - \frac{1}{N_i} \text{grad } p_i - \frac{1}{N_e} \text{grad } p_e - m_i v_{in} \bar{v}_j \quad (1.66)$$

Considerando solamente la difusión vertical, podemos calcular la componente vertical hacia arriba,  $W_D$ , a partir de

$$0 = m_i g + \frac{1}{N_i} \frac{\partial p_i}{\partial h} + \frac{1}{N_e} \frac{\partial p_e}{\partial h} + m_i v_{in} W_D \quad (1.67)$$

es decir,

$$W_D = - \frac{1}{m_i v_{in}} \left[ \frac{k}{N_i} \frac{\partial (N_i T_i)}{\partial h} + \frac{k}{N_e} \frac{\partial (N_e T_e)}{\partial h} + m_i g \right] \quad (1.68)$$

o bien

$$W_D = -D_a \left[ \frac{1}{N_i (T_e + T_i)} \frac{\partial (N_i T_i)}{\partial h} + \frac{1}{N_e (T_e + T_i)} \frac{\partial (N_e T_e)}{\partial h} + \frac{m_i g}{k(T_e + T_i)} \right]$$

con

$$D_a = \frac{k(T_e + T_i)}{m_i v_{in}} \quad (1.70)$$

donde  $D_a$  es el coeficiente de difusión ambipolar.

La expresión (1.69) ha sido obtenida suponiendo un campo mag-



nético vertical. Si  $\bar{B}$  tiene una inclinación  $I$  el plasma únicamente se difunde a lo largo de las líneas de campo, y tendríamos que considerar la componente de las fuerzas actuantes en esta dirección. En consecuencia, la velocidad vertical vendrá dada sin más que multiplicar por  $\text{sen}^2 I$  la ec. (1.69), es decir, para  $I \neq 90^\circ$ ,  $W_D$  viene dada por la misma expresión (1.69) pero siendo el coeficiente de difusión

$$D' = \frac{k(T_e + T_i)}{m_i v_{in}} \text{sen}^2 I \quad (1.71)$$

La difusión conduce al plasma a niveles inferiores respecto de la distribución fotoquímica por lo que los iones  $O^+$  alcanzan alturas inferiores donde aumenta  $[O_2]$  y  $[N_2]$ , disminuyendo por tanto  $[O^+]$ , dado el aumento de pérdida de los iones de oxígeno atómico. El mecanismo de difusión entra en competencia, por consiguiente, con el fotoquímico, explicando el máximo en  $[O^+]$  observado en la región F 2.

#### 1.4.3.- Campo electromagnético y viento neutro

Al movimiento de plasma debido a la difusión se puede superponer la acción de un campo eléctrico y del movimiento del gas de partículas neutras. El campo eléctrico puede originar un arrastre del plasma que, aunque en latitudes medias no tiene una gran importancia, sí juega un papel fundamental en latitudes próximas al Ecuador, siendo el origen de la anomalía magnética ecuatorial. Por su parte, el movimiento del plasma debido a vientos, es el mecanismo más importante para el mantenimiento de la región F 2 durante la noche.

Considerando únicamente las fuerzas electromagnéticas y las de choque con partículas neutras, podemos escribir (1.60), des--



preciando los términos  $m_j \frac{d\bar{V}_j}{dt}$  y de choque ión - electrón, como

$$0 = e\vec{E} + e\vec{V} \times \vec{B} - m v (\vec{V} - \vec{U}) \quad (1.72)$$

ecuación válida para iones y electrones (dando a  $e$  el signo correspondiente) y en donde hemos suprimido los subíndices. Si designamos por  $\vec{F}$  la fuerza resultante debida a la acción del campo eléctrico y del viento

$$\vec{F} \equiv e\vec{E} + m v \vec{U} \quad (1.73)$$

podemos escribir

$$\vec{F} = - e\vec{V} \times \vec{B} + m v \vec{V} \quad (1.74)$$

cuya solución, en forma vectorial, viene dada por

$$\vec{V} = \hat{K} \vec{F} \quad (1.75)$$

siendo  $\hat{K}$  el tensor movilidad por unidad de carga (Rishbeth y col. 1969). Si elegimos un sistema de referencia  $(x, y, z)$ , cuyo eje  $z$  esté dirigido según el campo magnético  $\vec{B}$ ,  $\hat{K}$  queda definido por

$$\hat{K} \equiv \begin{pmatrix} K_1 & K_2 & 0 \\ -K_2 & K_1 & 0 \\ 0 & 0 & K_0 \end{pmatrix} \quad (1.76)$$

siendo

$$K_1 = \frac{m v}{e^2 B^2 + m^2 v^2} = \frac{v}{m(w^2 + v^2)} \quad (1.77)$$

$$K_2 = \frac{e B}{e^2 B^2 + m^2 v^2} = \frac{e B}{m^2 (w^2 + v^2)} \quad (1.78)$$



$$K_0 = \frac{1}{m \nu} \quad (1.79)$$

donde  $\omega$  es la velocidad angular:  $\omega = e B/m$

Vamos a considerar el caso en que  $\nu \ll \omega$ , dado que esta condición se cumple por encima de los 200 Km de altura (Rishbeth y col. 1969), y siendo por tanto válida en la región F 2. En este caso,  $K_1 \ll K_2$ , y el tensor  $\hat{K}$  lo podemos suponer reducido a

$$\hat{K} = \begin{pmatrix} 0 & K_2 & 0 \\ -K_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & K_0 \end{pmatrix} \quad (1.80)$$

Las componentes de la velocidad son pues,

$$V_x = \frac{E_y B}{B^2} + \frac{m \nu}{e} \frac{U_y B}{B^2} \quad (1.81)$$

$$V_y = - \frac{E_x B}{B^2} - \frac{m \nu}{e} \frac{U_x B}{B^2} \quad (1.82)$$

$$V_z = \frac{e E_z}{m \nu} + U_z \quad (1.83)$$

La velocidad debida a la acción del campo eléctrico podemos escribirla, por tanto, como

$$\bar{V}_E = \frac{\bar{E} \times \bar{B}}{B^2} + \frac{e}{m \nu} \frac{(\bar{E} \cdot \bar{B}) \bar{B}}{B^2} \quad (1.84)$$



y la debida al viento

$$\bar{V}_U = \frac{m v}{e} \frac{\bar{U} \times \bar{B}}{B^2} + \frac{(\bar{U} \cdot \bar{B}) \bar{B}}{B^2} \quad (1.85)$$

por lo que la velocidad resultante viene expresada por

$$\bar{V} = (\bar{E} + \frac{m v}{e} \bar{U}) \times \frac{\bar{u}_B}{B} + |(\frac{e}{m v} \bar{E} + \bar{U}) \cdot \bar{u}_B| \bar{u}_B \quad (1.86)$$

donde  $\bar{u}_B$  indica el vector unitario según  $\bar{B}$ . Las expresiones anteriores indican que un campo eléctrico paralelo a  $\bar{B}$  origina una corriente eléctrica según éste, mientras que si es perpendicular al campo magnético, mueve a los electrones e iones con una velocidad común en la dirección  $\bar{E} \times \bar{B}$ . Por su parte, el viento da lugar a un movimiento de características opuestas a los anteriores. Cuando  $\bar{U}$  y  $\bar{B}$  son paralelos, el viento arrastra al plasma con su propia velocidad a lo largo de las líneas de campo, mientras que cuando son ortogonales origina una corriente eléctrica en la dirección  $\bar{U} \times \bar{B}$ .

La componente horizontal de la velocidad del plasma debida al campo eléctrico viene dada por

$$V_{Eh} = \frac{E_y}{B} \text{ sen } I \quad (1.87)$$

donde  $I$  es la inclinación magnética. La componente vertical es

$$W_E = \frac{E_y}{B} \text{ cos } I \quad (1.88)$$

como puede verse en la figura(1.6), construida para una inclinación de  $60^\circ$ , correspondiente a nuestra estación. Por tanto, un



campo eléctrico dirigido

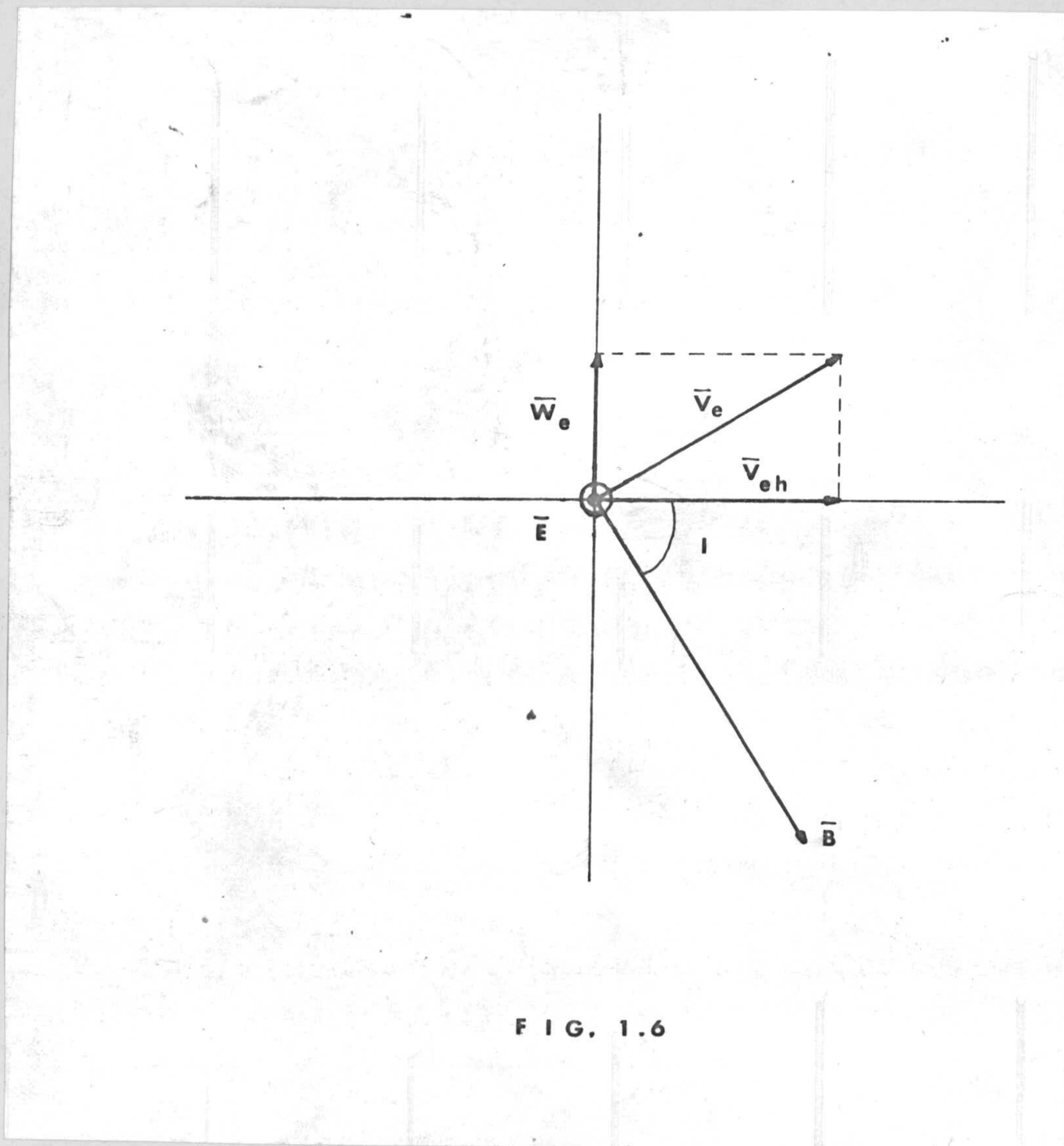


FIG. 1.6

hacia el Este causa un movimiento ascendente del plasma, mientras que si se dirige hacia el Oeste origina su descenso.

En cuanto a los vientos, está establecido que en el Hemisferio Norte el vector velocidad gira según las agujas del reloj, durante el transcurso del día, señalando al Polo Norte después del mediodía (hacia las 14.000 h T.L.) y hacia el Ecuador después de la media noche (alrededor de las 2.00 h T.L.). En el Hemisferio Sur, las horas en que el vector velocidad señala al Polo Sur y al Ecuador coinciden con las correspondientes del -



Hemisferio Norte, pero en cambio, gira en sentido contrario a

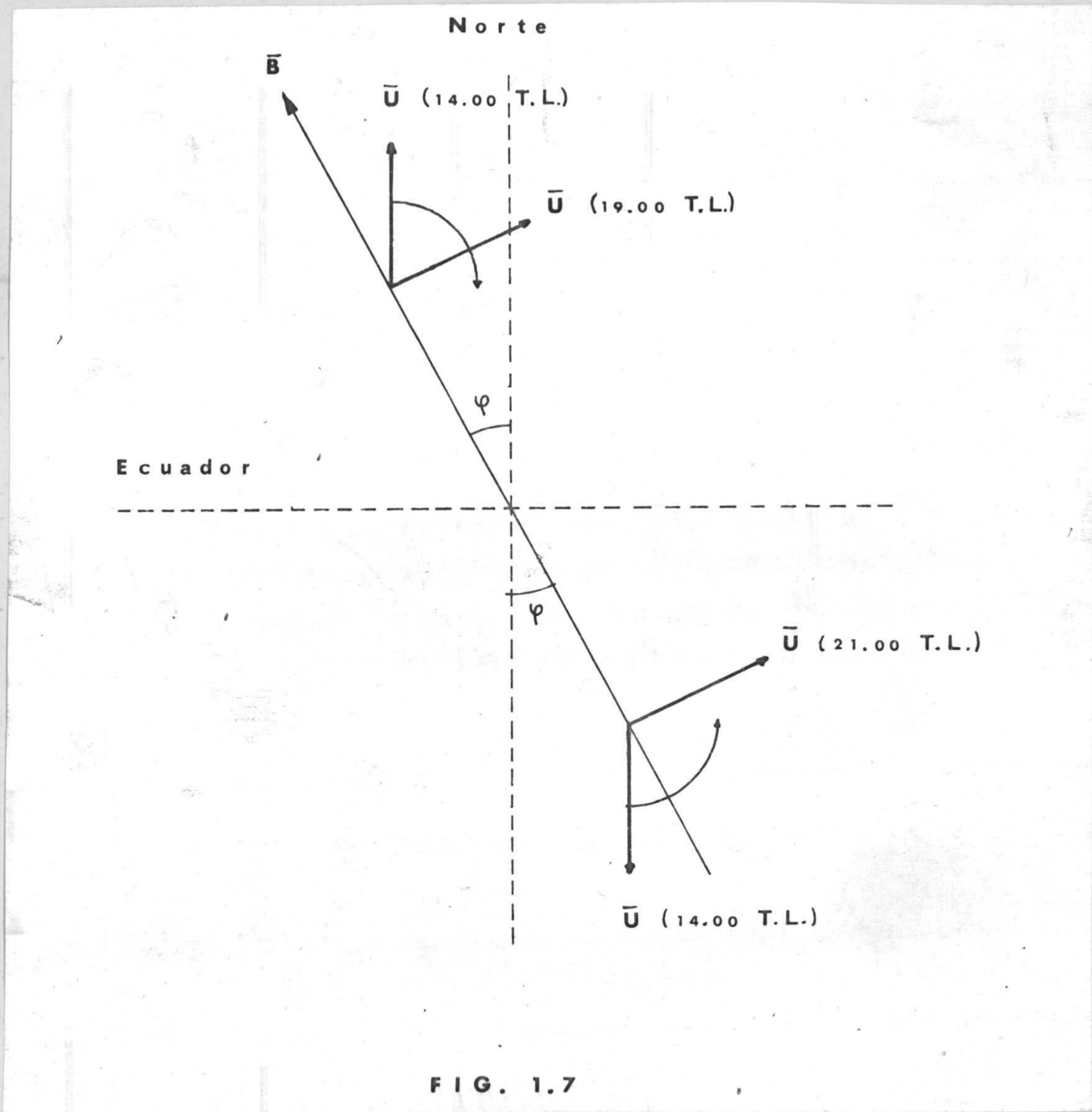


FIG. 1.7

las agujas del reloj. En la figura 1.7 queda reflejado lo expuesto, para una estación de declinación Oeste como es la muestra - (Kohl y col. 1969).

De la figura 1.8 que representa la situación para nuestra estación en algún momento entre las 1.00 y 2.00 h T.L., podemos obtener las componentes horizontal y vertical de la velocidad del plasma originada por el viento  $\psi$  es la declinación magnética,  $\theta$  el azimut de  $\bar{U}$ , N el Norte geográfico y  $N_m$  el magnético, e I la



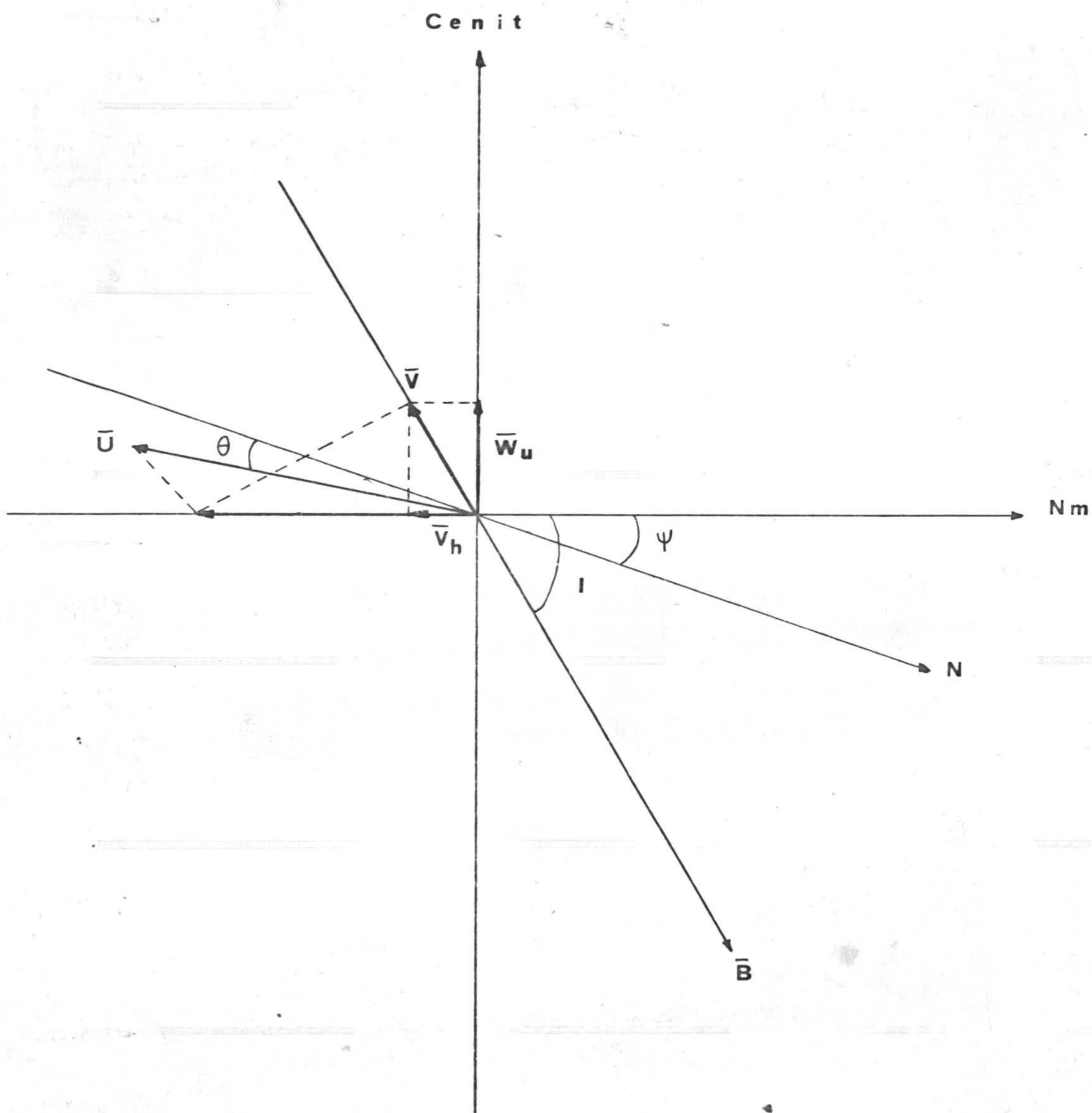


FIG. 1.8

la inclinación magnética.

La componente horizontal viene dada por

$$V_{Uh} = U \cos (\psi - \theta) \cos^2 I \quad (1.89)$$

y la vertical

$$V_U = U \cos (\psi - \theta) \cos I \sin I \quad (1.90)$$



En consecuencia, los vientos producen un descenso del plasma - (y por tanto, de la capa F 2) durante el día, cuando fluyen hacia el Polo, y una elevación durante la noche, cuando se dirigen hacia el Ecuador.

1.4.4.- Arrastre del aire neutro debido al plasma.

Supuesto que no existe viento neutro, es claro que el movimiento del plasma por la acción de un campo eléctrico puede dar lugar a un movimiento de las partículas neutras como consecuencia de los choques de los iones con aquellas. Vamos a obtener aproximadamente la importancia de este proceso en la región F 2. Considerando un término de viscosidad y que el choque electrón-partícula neutra es despreciable, podemos establecer la ecuación

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \nu_{ni} (V_i - U) + \frac{\eta}{\rho} \frac{\partial^2 U}{\partial h^2} \quad (1.91)$$

donde  $\eta$  es el coeficiente de viscosidad,  $\rho$  la densidad del aire,  $V_i$  la velocidad de los iones,  $U$  la del aire neutro,  $\nu_{ni}$  la frecuencia de choque ión - partícula neutra, y suponiendo las velocidades horizontales.

Si por el momento suponemos la viscosidad nula y  $V_i$  constante,  $U$  tiende a  $V_i$ , disminuyendo la diferencia exponencialmente con una constante de tiempo  $\nu_{ni}^{-1}$ .

Para tener en cuenta la influencia de la viscosidad, supongamos un estado estacionario, Entonces  $\partial U / \partial t = 0$ , y (1.91) queda



$$\frac{\eta}{\rho v_{ni}} \frac{\partial^2 U}{\partial h^2} = U - V_i \quad (1.92)$$

Se acostumbra a escribir

$$\left( \frac{\eta}{\rho v_{ni}} \right)^{1/2} = H_v \quad (1.93)$$

que tiene dimensiones de longitud. Si tanto  $V_i$  como  $H_v$  son independientes de la altura y del tiempo, la variación de  $U$  con la altura puede ser expresada mediante funciones  $\exp(\pm h/H_v)$ . La "escala de distancia",  $H_v$ , fue introducida por Hines (1960) y viene a significar que si en dos niveles,  $h_1$  y  $h_2$ , las velocidades son  $U(h_1)$  y  $U(h_2)$ , y se cumple que  $|h_1 - h_2| \ll H_v$  las fuerzas de viscosidad eliminan rápidamente la diferencia entre ambas velocidades, mientras que su influencia es pequeña en el caso contrario. Por debajo de los 150 Km, la constante de tiempo  $v_{ni}^{-1}$  es de muchas horas y la aceleración debida al arrastre iónico es muy poco significativa. Por encima de los 300 Km,  $H_v$  es muy grande (unos 100 Km) (Rishbeth y col. 1969) y el aire neutro se mueve como un todo, con una variación vertical de la velocidad muy pequeña. Entre estos dos casos se encuentra la capa F2. Según los datos dados por Rishbeth en el libro anteriormente citado, entre 200 y 300 Km y durante el día,  $v_{ni}^{-1}$  es aproximadamente una hora y  $H_v$ , 30 Km, por lo cual la viscosidad no juega un papel importante y el aire neutro es acelerado por el arrastre iónico. Durante la noche, sin embargo,  $v_{ni}^{-1} \approx 5$  h y  $H_v \approx 100$  Km. La aceleración del aire neutro inducida por los iones es pequeña y la influencia de la viscosidad importante. Por lo tanto, en la región F el aire neutro puede ser acelerado significativamente por el arrastre iónico durante el día, pero no durante la noche.



De cualquier modo, las fuerzas electromagnéticas que originan el movimiento del plasma no tienen la intensidad suficiente como para mover al aire en dirección vertical, al menos en movimientos no transitorios. Según Dougherty (1961) si el aire sólo se mueve horizontalmente debido al arrastre de los iones, - cuando se alcanza el estado estacionario, las velocidades del plasma y del aire serán horizontales. Por tanto, el arrastre iónico tiende a suprimir la componente vertical de la velocidad del plasma. Con los resultados de Dougherty hemos construido el diagrama de la figura 1.9

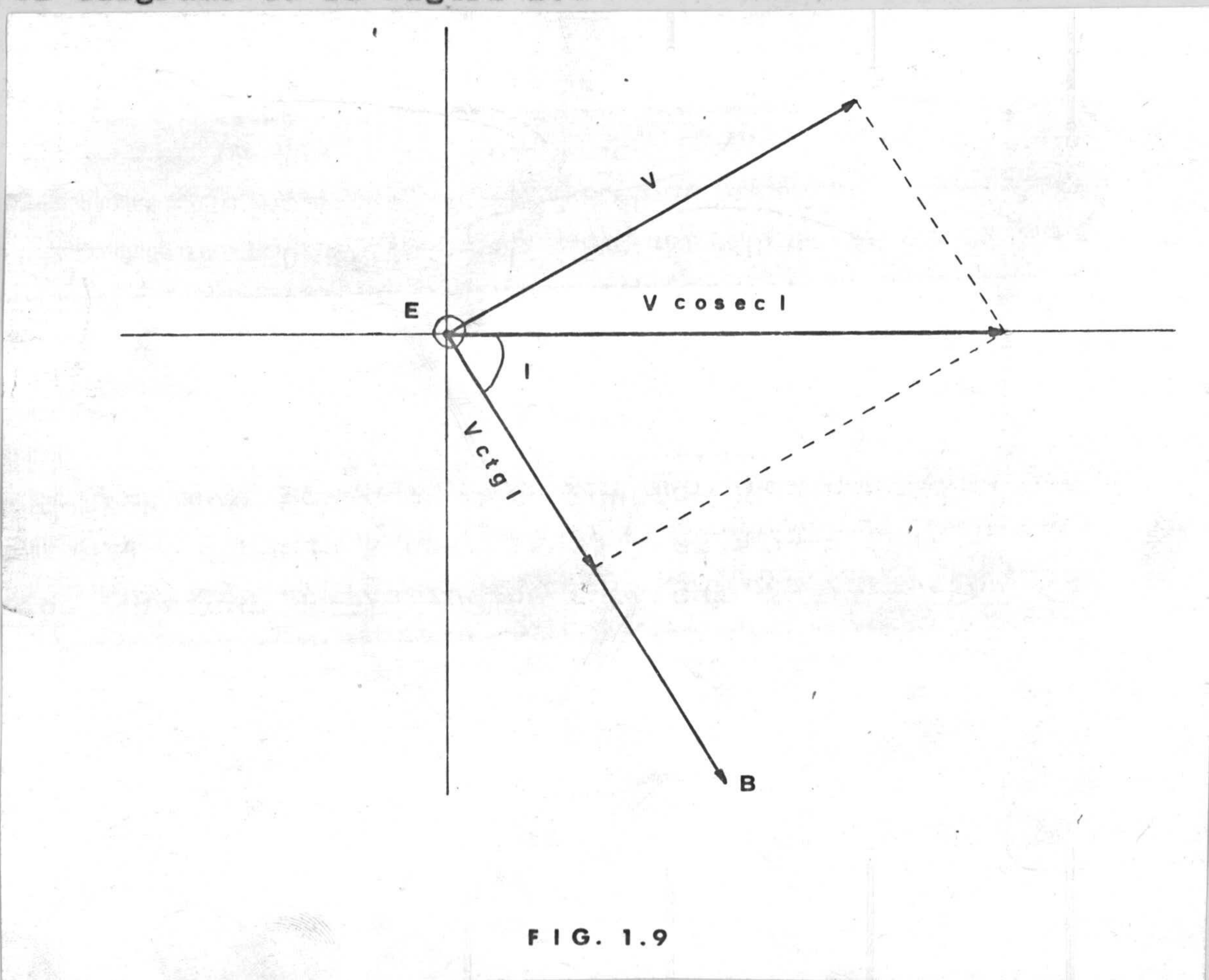


FIG. 1.9

Sea  $V$  la velocidad del plasma originada por la acción del campo eléctrico  $\bar{E}$ . Debido al arrastre iónico, el aire neutro adquiere una velocidad  $V \operatorname{cosec} I$ , horizontal y hacia el norte magnético. Pero este viento que ha engendrado el arrastre iónico



a su vez arrastra el plasma con velocidad  $V \operatorname{ctg} I$  a lo largo de las líneas de campo magnético, con lo cual, la velocidad resultante del plasma debida a la acción del campo eléctrico y al arrastre del viento es horizontal e igual a  $V \operatorname{cosec} I$ , con lo cual se alcanza el estado estacionario.



## CAPITULO II.- APARATOS UTILIZADOS

### 2.1.- EL FOTOMETRO

2.1.1.- Situación

2.1.2.- Descripción y funcionamiento

2.1.3.- Calibrado

2.1.4.- Obtención de datos

### 2.2.- LA IONOSONDA

2.2.1.- Situación

2.2.2.- Descripción y funcionamiento

2.2.3.- Obtención de datos



## 2.1.- EL FOTOMETRO.

El fotómetro, con el que se han obtenido las curvas de la intensidad de emisión en  $6.300 \text{ \AA}$  del OI atmosférico, es un F 3S/D, - propiedad del Max Planck Institut für Aeronomie, constituyendo un elemento de una red de estaciones situadas, aproximadamente, en el mismo meridiano magnético, colaborando en su mantenimiento el Observatorio Universitario de Cartuja. Fué diseñado especialmente para la investigación del "Airglow" y de fenómenos -- aurorales, y construido en Suecia por Strofogen y Derblom.

### 2.1.1.- Situación.

En el período de tiempo en que el fotómetro suministró los datos estudiados en el presente trabajo, estaba situado en un punto de la falda del Veleta, (Granada) a 2.500 m de altura, de coordenadas geográficas

Latitud:  $37^{\circ} 6' 13''$  N

Longitud:  $3^{\circ} 24' 58''$  W

y de coordenadas magnéticas;

Latitud:  $41^{\circ} 3' 43''$  N

Longitud:  $74^{\circ} 23' 54''$  E

La inclinación magnética es de  $60^{\circ} 8' 50''$

y la declinación magnética, de  $13^{\circ} 55' 54''$  W

Ubicado en una caseta de doble pared, su brazo emerge por la pa



red Este en dirección perpendicular a la misma, existiendo un doble sistema de calefacción, uno en el interior de la caseta y otro en el brazo del fotómetro, para combatir las bajas temperaturas invernales que reinan en aquella zona.

En el año 1.972 se cambió de emplazamiento, trasladando el fotómetro a un edificio situado en la misma cima del Veleta.

### 2.1.2.- Descripción y funcionamiento.

Los elementos y funcionamiento del fotómetro han quedado perfectamente descritos ya merced a los trabajos de Battaner(1969), González (1971), Battaner (1972), y Quintana (1974), por lo que nada nuevo podemos añadir. No obstante daremos aquí un breve resumen.

Los elementos que integran el aparato son los siguientes:

- Espejo elíptico de vidrio recubierto con aluminio, inclinado  $45^\circ$  respecto de su eje de rotación que es horizontal y con dirección la del brazo del fotómetro.

- Sistema de calefacción del espejo, destinado a eliminar las gotas de lluvia y la nieve acumulada en la cubierta de plástico que aísla el espejo del exterior. Está conectado a un termostato que puede regular la temperatura entre  $5$  y  $25^\circ\text{C}$ .

- Lente de 80 mm de diámetro y 330 mm de distancia focal.

- Unidad de diafragmas de campo del fotómetro, situada en el plano focal de la lente anterior. Consta de seis diafragmas de 2.8, 4, 5.6, 8, 11 y 16 mm, que determinan un campo, respectivamente, de  $0.5^\circ$ ,  $0.8^\circ$ ,  $1.1^\circ$ ,  $1.5^\circ$ ,  $2.1^\circ$  y  $3^\circ$ .



- Lente de 75 mm de distancia focal.

- Unidad de filtros interferenciales, constituida por cuatro filtros de  $10 \text{ \AA}$  de anchura media, correspondientes a las longitudes de onda de  $5.525 \text{ \AA}$ ,  $5.77 \text{ \AA}$ ,  $6.250 \text{ \AA}$ , y  $6.300 \text{ \AA}$ , situados en un dispositivo giratorio y en el plano focal de la segunda lente.

- Fotomultiplicador PHILIPS XP 1002, de 10 dinodos y un diámetro putil de 44 mm.

- Unidad amplificadora, consistente en un amplificador de impulsos de dos pasos con un seguidor de emisor después de cada paso.

- Unidad rectificadora, consistente en un rectificador con salida de baja tensión suministrada al amplificador y un rectificador con salida de alta tensión mediante un convertidor, que alimenta al fotomultiplicador.

- Registrador, bien de pluma o de cinta magnética. En nuestro caso hemos utilizado un registrador Servogor del primer tipo.

- Motores del espejo y de la unidad de filtros, destinados, el primero, a hacer girar el espejo con velocidad angular constante, y el segundo, a colocar a intervalos de tiempo determinados, un filtro interferencial distinto en la posición adecuada para recoger la luz emergente de la segunda lente.

- Unidad de programa, destinada a coordinar el movimiento del espejo, el cambio de filtros y el funcionamiento del registrador.

- Fuente de alimentación, que suministra 24 V al equipo electrónico y 220 V a la calefacción del espejo y a la unidad de programa, y, a través de ésta, al registrador y a los motores del espejo y de la unidad de filtros,



- Sistema interruptor que pone en funcionamiento el aparato a la hora deseada por el observador y lo desconecta al amanecer, mediante un detector de luz.

El funcionamiento del fotómetro es el siguiente:

Al girar el espejo, éste recoge luz procedente del meridiano magnético de la estación de observación y la envía al sistema óptico formado por las dos lentes, el diafragma y el filtro interferencial que se hayan colocado. La luz, después de atravesar el filtro, incide en el fotocátodo del fotomultiplicador. La respuesta de éste se amplifica en la unidad adecuada y es recogida en el registrador.

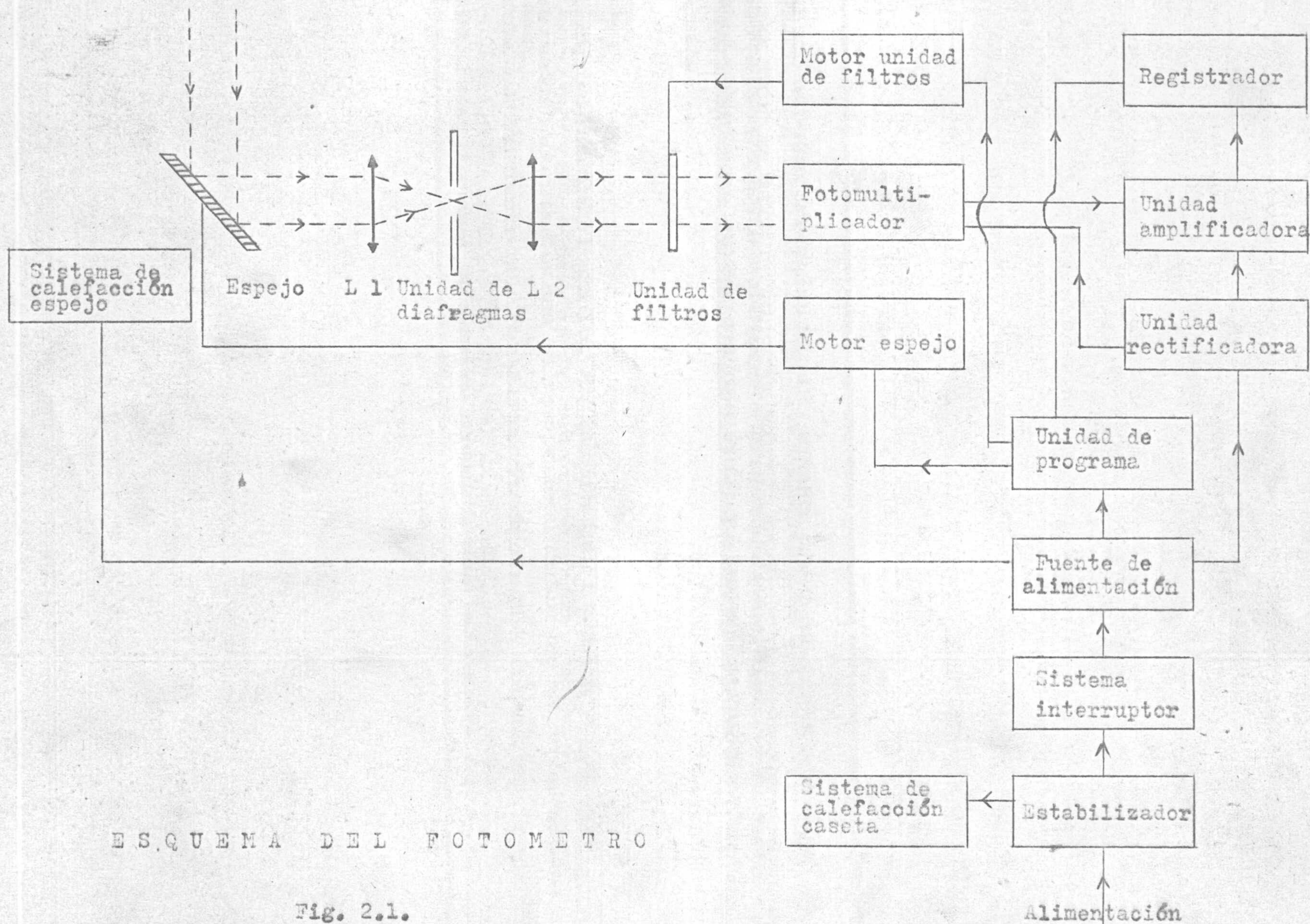
De forma automática, el espejo tarda un minuto en dar una vuelta completa, siendo el tiempo útil de observación la mitad, ya que sólo durante medio minuto el espejo recoge luz por encima del horizonte. El sentido de giro es Sur-Genit-Norte. El registrador funciona únicamente durante el tiempo útil de observación. Cada minuto, así mismo, se cambia el filtro automáticamente cuando el espejo está dirigido hacia el suelo, de manera que cada cuatro minutos se obtienen los registros correspondientes a los cuatro filtros interferenciales de que consta el fotómetro.

La operación se repite once minutos más tarde, por lo que entre dos curvas fotométricas consecutivas correspondientes al mismo filtro existe un lapso de tiempo de quince minutos.

El orden en que se registran las curvas de intensidad es de acuerdo con las siguientes longitudes de onda: 6.300 Å, 6.250 Å, 5577 Å y 5.525 Å.

Un esquema del fotómetro puede verse en la figura 2.1.





ESQUEMA DEL FOTOMETRO

Fig. 2.1.



### 2.1.3.- Calibrado

El calibrado es de dos tipos y se realiza para cada uno de los filtros interferenciales de que consta el fotómetro. El primero se realiza cada seis meses mediante una lámpara patrón de la U.S. Radium Corporation, con fósforo y utilizando como activador  $C^{14}$ . El brillo de esta lámpara es de 15 microlamberts. Se sitúa en un tubo metálico de mayor diámetro que el brazo del fotómetro para que éste pueda quedar alojado en aquél. El calibrado se realiza introduciendo el brazo del fotómetro en el tubo que contiene la lámpara y poniendo en marcha el aparato; de este modo se tienen en cuenta las pérdidas en el sistema óptico y se evitan posibles luces parásitas.

El segundo tipo de calibrado en un principio se realizaba cada día, más tarde solamente se hacía cada cuatro días por no ser necesario el calibrado diario. Se utiliza una lámpara de intensidad luminosa constante trabajando a 12 V. La intensidad luminosa de la lámpara es de 1000 Rayleighs para  $6.300 \text{ \AA}$  en el máximo de la curva de calibrado. De este modo se puede determinar el número de Rayleighs que corresponde a una unidad del registrador. Las operaciones en este caso son iguales a las que se realizaban con lámpara radiactiva.

### 2.1.4.- Obtención de datos

Las medidas de intensidades de emisión en  $6.300 \text{ \AA}$  y en  $6.250 \text{ \AA}$  se han realizado en el cenit, cada quince minutos a lo largo de la noche. Las medidas se han obtenido en días sin nubosidad. Esta se especifica al comienzo de la noche en que se realiza el segundo tipo de calibrado. Como quiera que esta es



pecificación no es diaria y que en el transcurso de la noche - puede variar en cualquier sentido la nubosidad inicial, hemos prescindido de los datos cuando se detectaba, en las mismas curvas fotométricas, la presencia de nubes. La existencia de nubosidad origina una desviación característica de la forma típica de la curva y trazos irregulares semejantes a la presencia de ruido intenso.

Debido a que trabajamos con filtros muy estrechos es posible obtener datos en días de luna, siempre que las curvas de la intensidad estén contenidas en el papel registrador. Así lo hemos hecho en general, en cuanto a la obtención de la variación diaria de la emisión en  $6.300 \text{ \AA}$ , pero para mayor garantía, hemos prescindido de los siete días centrados en el de luna llena al obtener los coeficientes en la expresión de Barbier.

La existencia de diversas averías en los aparatos, como giro irregular del espejo, velocidad irregular del registrador, presencia de gotas o nieve en la cubierta de plástico que protege al espejo, han determinado, además de lo dicho anteriormente, el que el número de noches estudiadas sea de 244 en el periodo de tiempo comprendido entre Enero 1.970 y Abril de 1.971.

La obtención de la intensidad de emisión en  $6.300 \text{ \AA}$  DEL OXígeno atmosférico, se ha llevado a cabo utilizando el llamado filtro de comparación para la raya roja, centrado en  $6.250 \text{ \AA}$  y siguiendo el método de "dos colores" debido a Roach y Barbier (1.950). La intensidad en  $6.300 \text{ \AA}$  registrada por el fotómetro no sólo se debe al oxígeno, sino también a la luz estelar y zodiacal, al continuo del "Airglow" y a la banda 9 - 3 del OH, así como de otros tipos de luces parásitas que pueden estar presentes. De este modo, la intensidad en  $6.300 \text{ \AA}$ ,  $Q_{6300}$ , será la contribución de la emisión del oxígeno atmosférico,  $Q_o$ , y del resto de las emisiones en esta longitud de onda,  $Q_p$ .

$$Q_{6300} = Q_o + Q_p \quad (2.1)$$



Por otra parte, por estar las longitudes de onda  $6.250 \text{ \AA}$  y  $6.300 \text{ \AA}$  muy próximas, puede admitirse una intensidad análoga en ambas para las luces que denominamos parásitas,  $Q_p$ . De esta manera podemos escribir que

$$Q_{6250} = Q_p \quad (2.2)$$

con lo que  $Q_o$  la obtenemos sin más que restar las intensidades correspondientes a los dos filtros:

$$Q_o = Q_{6300} - Q_{6250} \quad (2.3)$$

La precisión de este sistema de descontaminación ha hecho que sea ampliamente utilizado en las estaciones dedicadas al estudio del "Airglow".

Para obtener  $Q_o$  de la expresión (2.3) se determina la diferencia en milímetros,  $k$ , correspondiente a las dos emisiones cenitales en ambas longitudes de onda. Los errores absoluto y relativo de esta determinación vienen dados por

$$dQ_o = \frac{1}{k} (v + kv) \quad (2.4)$$

y

$$\frac{dQ_o}{Q_o} = \frac{1}{k} + \frac{dv}{v} \quad (2.5)$$

donde  $v$  es el número de Rayleighs que correspondena a un milímetro, obtenido mediante la curva del calibrado ( una unidad del registrador es igual a dos milímetros). Como la mínima altura de la curva del calibrado corresponde a 80 mm y la altura normal de los máximos de emisión no sobrepasan  $k = 50 \text{ mm}$ , el error absoluto, en las condiciones más desfavorables, puede cifrarse en  $\frac{1}{k} 20$  Rayleighs.

Las variaciones de intensidad durante la noche las hemos representado mediante curvas quebradas, como es frecuente en este tipo de estudios, no queriendo indicar con ellas variaciones reales de intensidad ( al menos cuando las variaciones son del orden del error ) sino la localización de los puntos obtenidos.



## 2.2.- LA IONOSONDA

Los parámetros ionosféricos de la región F 2, frecuencia crítica,  $f_oF_2$ , y altura virtual,  $h'F_2$ , utilizados en este trabajo, fueron determinados mediante la reducción de los ionogramas obtenidos por el sondeador ionosférico Magnetic AB, modelo 1005 W, de fabricación sueca y propiedad del Max Planck - Institut fuer Aeronomie.

### 2.2.1.- Situación

Aunque montada sobre remolques con el fin de poder variar la localización fácilmente, la ionosonda se encuentra situada, = de manera permanente, en Balerna (Almería), cuyas coordenadas geográficas son

Latitud:           36°    43'    51"    N  
Longitud:           2°    52'    54"    W

Equivalentes a las coordenadas magnéticas

Latitud:           40°    35'    50"    N  
Longitud:           74°    49'    41"    E

La inclinación magnética es de 59°    44'    24"  
y la declinación magnética, de 13°    53'    30"    W

Los datos suministrados por el fotómetro y la ionosonda pueden considerarse que proceden de la misma zona ionosférica ya que la distancia existente entre los lugares de emplazamiento de ambos aparatos es de 56 km.



### 2.2.2.- Descripción y funcionamiento

La ionosonda Magnetic AB, 1005 W, es un sondeador de incidencia vertical, equipado con tres antenas r6mbicas - no resonantes, por tanto, (Gald6n, 1959) - y con tres bandas de frecuencia. Sus caracter6sticas son las siguientes:

- Frecuencias exploradas. Abarcan desde 0,25 hasta 20,25 MHz, distribuidas en cuatro bandas: 0,25 - 0,75 MHz (banda I); - 0,75 - 2,25 MHz (banda II); 2,25 - 6,75 MHz (banda III) y - 6,75 - 20,25 MHz (banda IV).
- Marcas de frecuencias. Se realizan, mediante osciladores, - cada 0,25 MHz en el intervalo comprendido entre 0,25 y 2 MHz, y cada 1 MHz entre 2 y 20 MHz. Adem6s se a6aden las correspondientes a los l6mites de las bandas de frecuencias exceptuada la primera, es decir, en 2,25; 6,75 y 20,25 MHz. Estas marcas se observan en la l6nea inferior del ionograma, la cual corresponde al nivel cero de altura.
- Precisi6n de las marcas de frecuencia. La precisi6n es del - 0,1%
- Tipo de la escala de frecuencia. Logar6tmica.
- Duraci6n del impulso. Variable entre 70 y 100 seg.
- Frecuencia de repetici6n de impulsos. Variable. La utilizada hasta ahora ha sido siempre de 50 por segundo.
- Potencia de emisi6n. La m6nima potencia de emisi6n es de 25 kw para 600 ohmios de salida. Normalmente es de 30 -40 kw.
- Duraci6n del sondeo. Es variable entre 30 y 60 segundos. Normalmente, la duraci6n utilizada es de 30 segundos.
- Marcas de altura. Con tra  $\otimes$  grueso se se6alan intervalos de - altura de 100 km y con tra  $\otimes$  fino, intervalos de 20 km.
- Precisi6n de las marcas de altura. Es del 0,5%
- Tipo de la escala de altura. Lineal.
- Dominio de alturas exploradas. Es ajustables entre 0-250 km; 0 - 1000 km y 0 - 2000 km.



De forma esquemática, el funcionamiento del sondeador es el siguiente: El generador de impulsos tiene como misión suministrar los impulsos de emisión y la sincronización de éstos con el generador de barrido y con los señalizadores de las marcas de frecuencia y de altura.

Los impulsos emitidos por el generador originan la oscilación de un oscilador de frecuencia fija, de 4 MHz en las bandas I, II, y IV y de 8 MHz en la banda III. Estas frecuencias fijas, en los mezcladores del emisor, son combinadas, en forma conveniente, con frecuencias variables, distintas en cada banda. Estas frecuencias variables son de 4,25 - 4,75 MHz en la banda I; 4,75 - 6,25 MHz en la banda II; 10,25 - 14,75 MHz en la banda III y 10,75 - 24,25 MHz en la banda IV. El impulso resultante es conducido al preamplificador, situado en la cabina emisora. En esta unidad la señal es amplificada hasta una amplitud de 400 V pico a pico. Después de una nueva amplificación en el amplificador final es emitida por la antena.

El proceso de recepción es el siguiente. Los ecos recibidos, una vez amplificados, pasan a los mezcladores del receptor. Estos mezcladores trabajan con las mismas frecuencias variables, en cada banda, que las correspondientes del emisor. Los impulsos resultantes, en consecuencia, tienen una frecuencia igual a la originada por el oscilador de frecuencia fija. Estos impulsos pasan al receptor, que tiene una sensibilidad tangencial de 2 V y cuya anchura de banda es seleccionable a 10 a 20 ó 30 KHz, el cual, a través del señalizador de las marcas de altura, los envía a los tubos registradores. Uno de estos tubos es destinado para la observación visual. En él, el impulso de salida, el eco procedente de la región ionosférica y las marcas de altura se observan como desviaciones verticales. En el otro tubo, destinado al registro fotográfico, el impulso de salida, el eco y las marcas de altura aparecen como interrupciones en el trazo del barrido; este trazo interrumpido, unido al desplazamiento de la película fotográfica permite obtener los registros conocidos como ionogramas. Estos son habitual



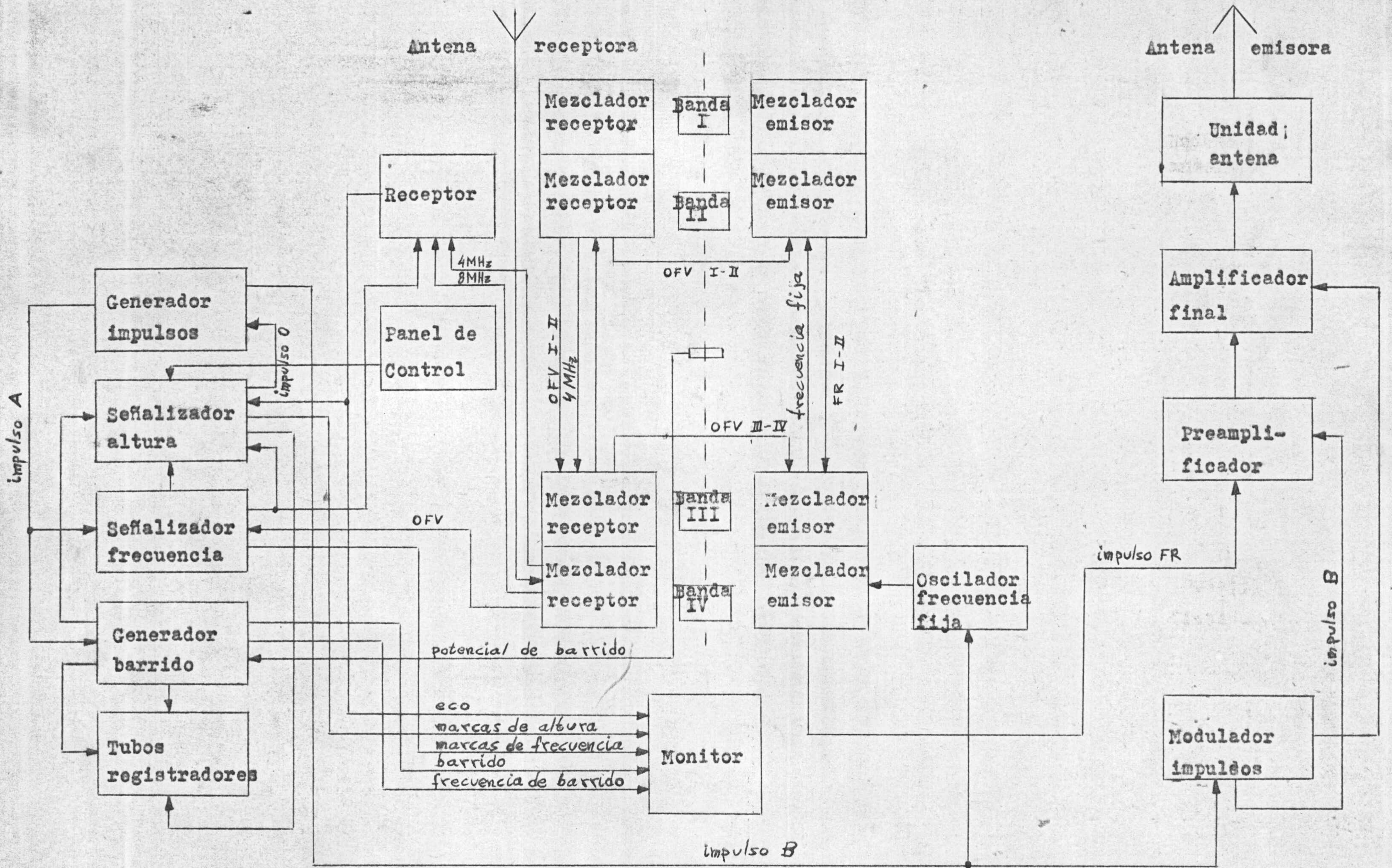


Fig. 2.2.



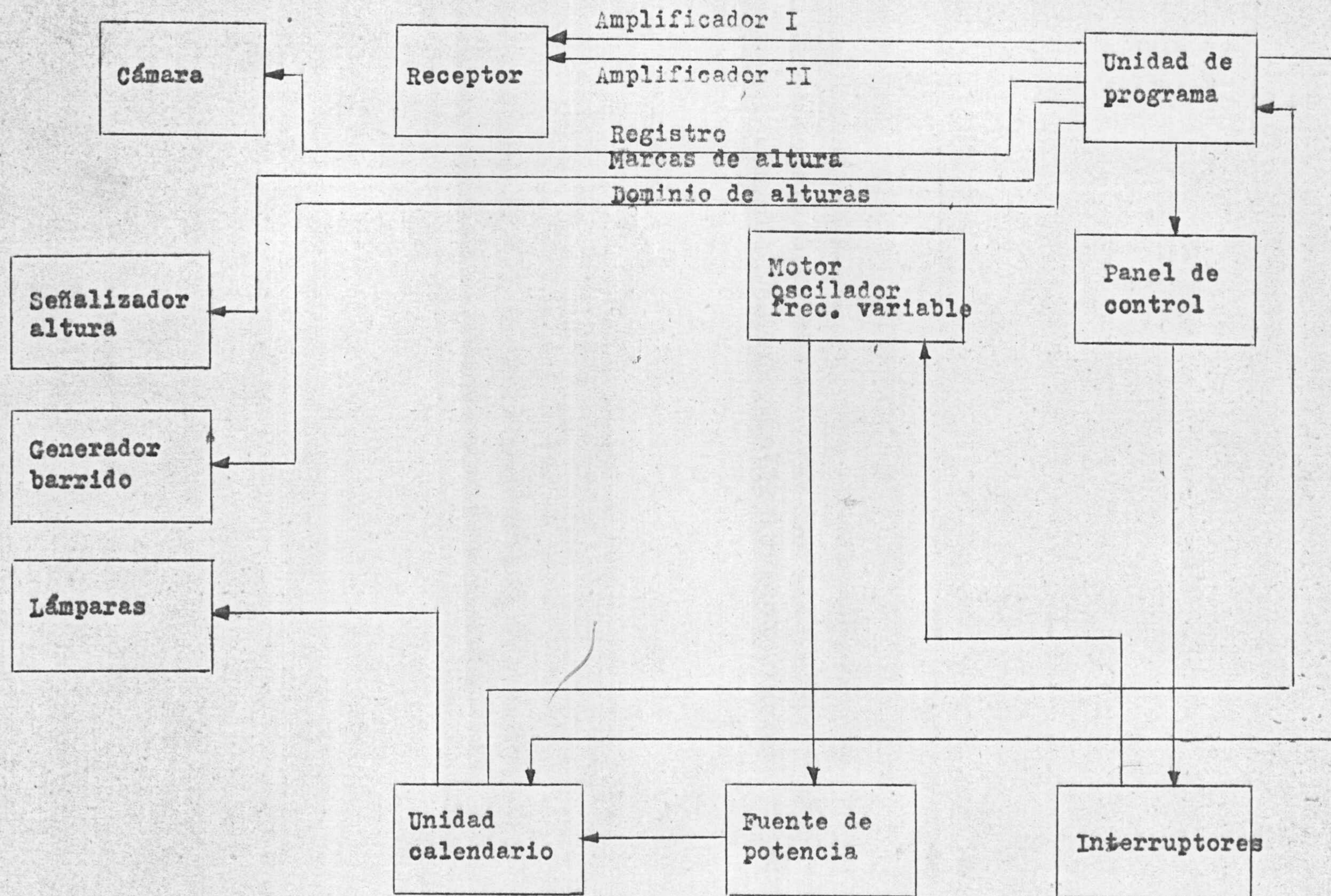


Fig. 2.3.



mente obtenidos mediante una cámara fotográfica para película de 35 mm, de abertura f/4.5, proyectada para realizar medidas precisas.

En la figura 2.2. se pueden observar los principios de funcionamiento que hemos descrito brevemente, en la cual no se incluyen el generador de potencia, la unidad calendario y la unidad de programa, que son recogidos en la figura 2.3. En ambas, los bloques dibujados están situados casi del mismo modo a como están localizados en la ionosonda vista por el lado posterior.

La figura 2.3. indica el funcionamiento de la unidad de programa. Esta unidad acciona la unidad calendario, que fijará la fecha y la hora en que se realiza el sondeo, el señalizador de marcas de altura, el cual a través de un pulso inicial pone en funcionamiento el generador de impulsos, y el generador de barrido, al tiempo que acciona el motor de los osciladores de frecuencia variable, los amplificadores del receptor y la cámara fotográfica.

### 2.2.3.- Obtención de datos

Las medidas de los parámetros de la región F se han realizado durante el mismo periodo de tiempo que en el que se tomaron las intensidades de emisión en  $6300 \text{ \AA}$ , es decir, desde Enero de 1970 hasta Abril de 1971. Hemos podido obtener, durante la noche, datos cada media hora, excepto en los meses de Enero, Febrero, segunda mitad de Septiembre, Octubre y Noviembre de 1970, durante los cuales únicamente se obtenían registros cada hora. Hemos eliminado los ionogramas que no permitían la determinación de datos o bien que éstos hubieran sido obtenidos con un error mayor del 5%, siguiendo las recomendaciones del W.W.S.C. (1961) (Comité Mundial para Sondeos Ionosféricos) --



(URSI HANDBOOK, 1961) Las anomalías más frecuentes con que nos hemos encontrado han sido la presencia de una capa inferior - ocultante, la existencia de absorción en las proximidades de la frecuencia crítica, aparición de ecos difusos, perturbaciones no ionosféricas como funcionamiento deficiente de algún aparato, bifurcaciones anómalas en las proximidades de la frecuencia crítica y presencia de interferencias. Todas estas causas, junto con los días en que los ionogramas aparecían totalmente ennegrecidos o no existían, han reducido el número de datos de manera considerable. Puesto que el trabajo a realizar ha de considerar simultáneamente los datos fotométricos e ionosféricos de cada noche, el número de noches útiles, es decir, en las cuales existen ambos tipos de datos es de 184.

Hemos medido la frecuencia crítica ordinaria,  $f_o$  y la frecuencia crítica extraordinaria,  $f_x$ , de la capa F 2. En los casos en que únicamente se podía determinar una de las dos frecuencias críticas, hemos deducido la otra de la expresión

$$f_o^2 = f_x^2 - f_x \cdot f_H \quad (2.6)$$

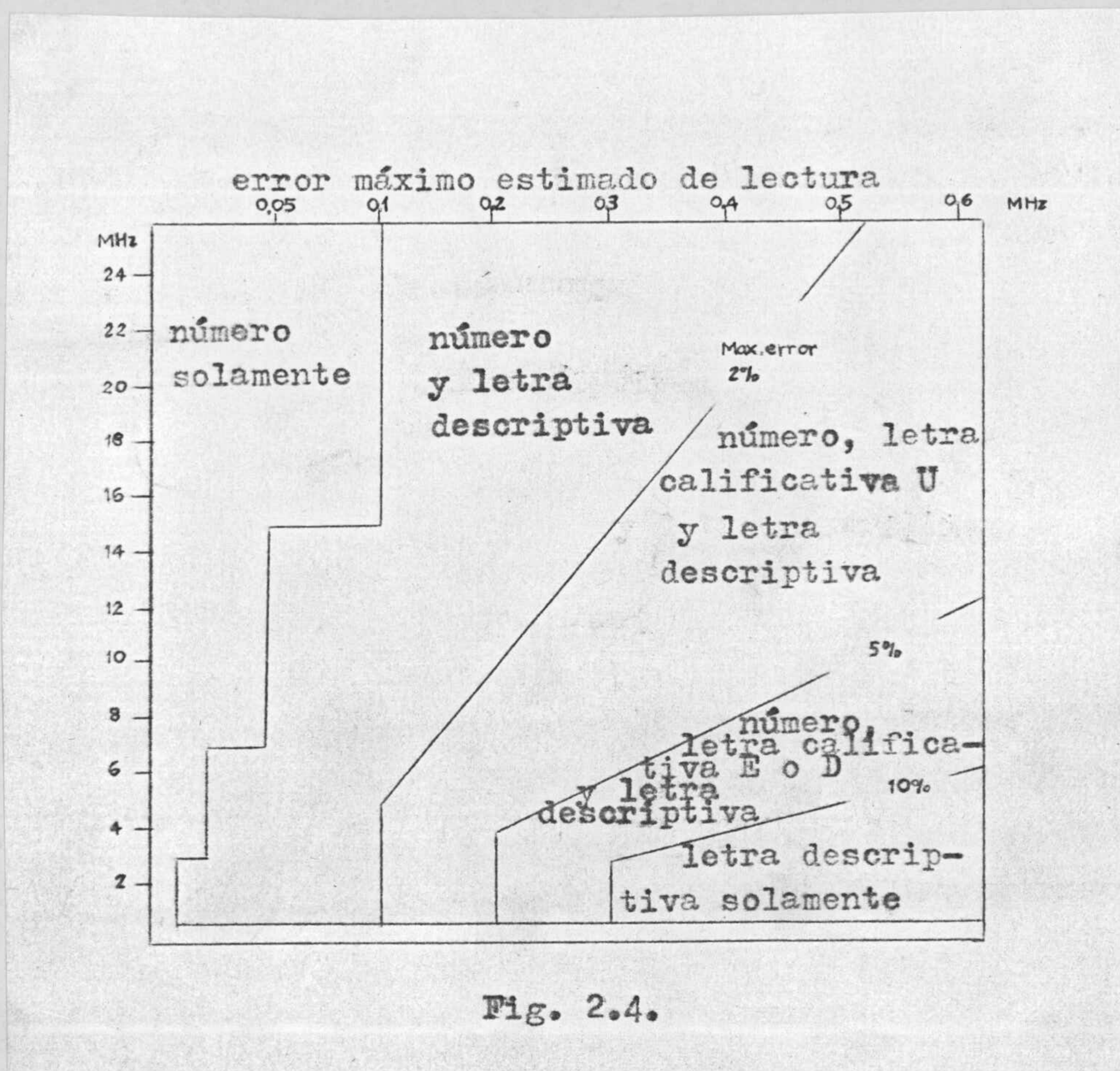
siendo  $f_H$  la frecuencia angular ( $f_H = Be/2\pi m_e$ ), que puede ser calculada mediante

$$f_H = 2 (f_x - f_o) \quad (2.7)$$

En (2.6) se ha de tomar el valor medio de las  $f_H$  obtenidas mediante (2.7) de los ionogramas procedentes y siguiente a aquél en el cual se va a deducir una de las frecuencias críticas a partir de la frecuencia medida (Becker)

Así mismo se han determinado la altura virtual de la capa F 2,  $h'F 2$ , y la altura virtual medida sobre el rayo ordinario para una frecuencia de 0,834.  $f_o F 2$ , designada como  $h_p$ , que es, en primera aproximación, la altura real del máximo de concentración electrónica.





Cuando las características ionosféricas variaban lentamente, es decir, en ausencia de irregularidades, y fué necesario, se obtuvieron valores interpolados mediante el "gráfico- f", siempre que el período de falta de registros no fuera superior a dos horas.

Las medidas de las frecuencias críticas las hemos tomado con una aproximación de 0,05 MHz, y las de las alturas virtuales con una aproximación de 5 km. Cuando ha sido preciso, se ha añadido a las medidas las letras descriptivas o calificativas que indican el grado de imprecisión en las mismas y la causa de tal imprecisión. En particular, para las frecuencias críticas se ha seguido un cómodo gráfico, Fig. 2.4., en el que se recogen las normas del W.W.S.C. (1961) para la indicación del error.



CAPITULO III.- METODOS DE TRABAJO Y  
RESULTADOS OBTENIDOS

- 3.1.- CALCULO DE LAS HORAS DE SALIDA Y PUESTA DEL SOL EN LA  
CAPA F 2
- 3.2.- ESCALA DE ALTURA DEL OXIGENO MOLECULAR
- 3.3.- CONCENTRACIONES DE O, O<sub>2</sub> y N<sub>2</sub>
- 3.4.- REPRESENTACION DE CURVAS
  - 3.4.1.- Determinación de la curva QT
  - 3.4.2.- Comparación de las curvas QR y QT
- 3.5.- CURVAS QR Y CURVAS QT
- 3.6.- CURVAS h'F 2 Y CURVAS h<sub>p</sub>
- 3.7.- CURVAS f<sub>o</sub>F 2
- 3.8.- LA ANOMALIA "ENSANCHE F"
- 3.9.- EMISION EN 5577 Å<sup>o</sup> PROCEDENTE DE LA REGION F.



### 3.1. CALCULO DE LAS HORAS DE SALIDA Y PUESTA DEL SOL EN LA CAPA F 2

Para determinar la posible influencia de la región F 2 magnéticamente conjugada de nuestra estación sobre la región F local, es necesario determinar las horas en que el Sol comienza y cesa de iluminar dicha región conjugada. En principio es necesario, por tanto, localizar el punto magnéticamente conjugado ( PMC ).

Según el mapa mundial de las coordenadas conjugadas obtenido por Campbell (1967), el PMC de nuestra estación tiene de:

Latitud: 24° S y de

Longitud: 9° E

estando localizado en el Océano Atlántico, frente a la costa de Africa del Sudoeste.

El paso siguiente es determinar cuál es la depresión solar para el amanecer y anochecer en la capa F 2. Conocido este ángulo, se puede calcular, para cada día del año, la hora correspondiente. El cálculo de la depresión solar no es inmediato ya que hay que tener en cuenta los efectos de "oscurecimiento" y refracción de la atmósfera. En la situación que estamos considerando, es decir, rayos del Sol tangentes a la superficie terrestre, para alcanzar la capa en observación, estos rayos han de atravesar la troposfera, sufriendo gran extinción y, de hecho, no llegando a incidir en la capa. Esto puede expresarse tomando como sombra efectiva de la Tierra no la que termina su superficie sólida, sino una capa atmosférica de una determinada altura,  $h_0$ , llamada "altura de oscurecimiento" que depende de la longitud de onda de la radiación ionizante (Chamberlain, 1961). Si llamamos  $l_s$  (altura aparente) la altura del punto de intersección del rayo del Sol tangente a la superficie terrestre y



la dirección de observación, es decir la altura de la sombra de la Tierra sólida sin tener en cuenta los efectos de la atmósfera, es claro que, teniendo en cuenta el oscurecimiento,  $l_s$  es inferior a la altura de la capa en observación. Quiere esto decir que la depresión solar aparente,  $\alpha_s$ , correspondiente al comienzo a término de la iluminación de la capa por el Sol es mayor, en valor absoluto, que el ángulo que realmente ha de alcanzar,  $\alpha$ . Además hay que considerar la refracción atmosférica que produce un efecto contrario al de oscurecimiento, es decir, aumenta el valor de la depresión solar. Esto queda ilustrado en la figura 3.1 donde  $l_1$  es la altura de la zona iluminada por el

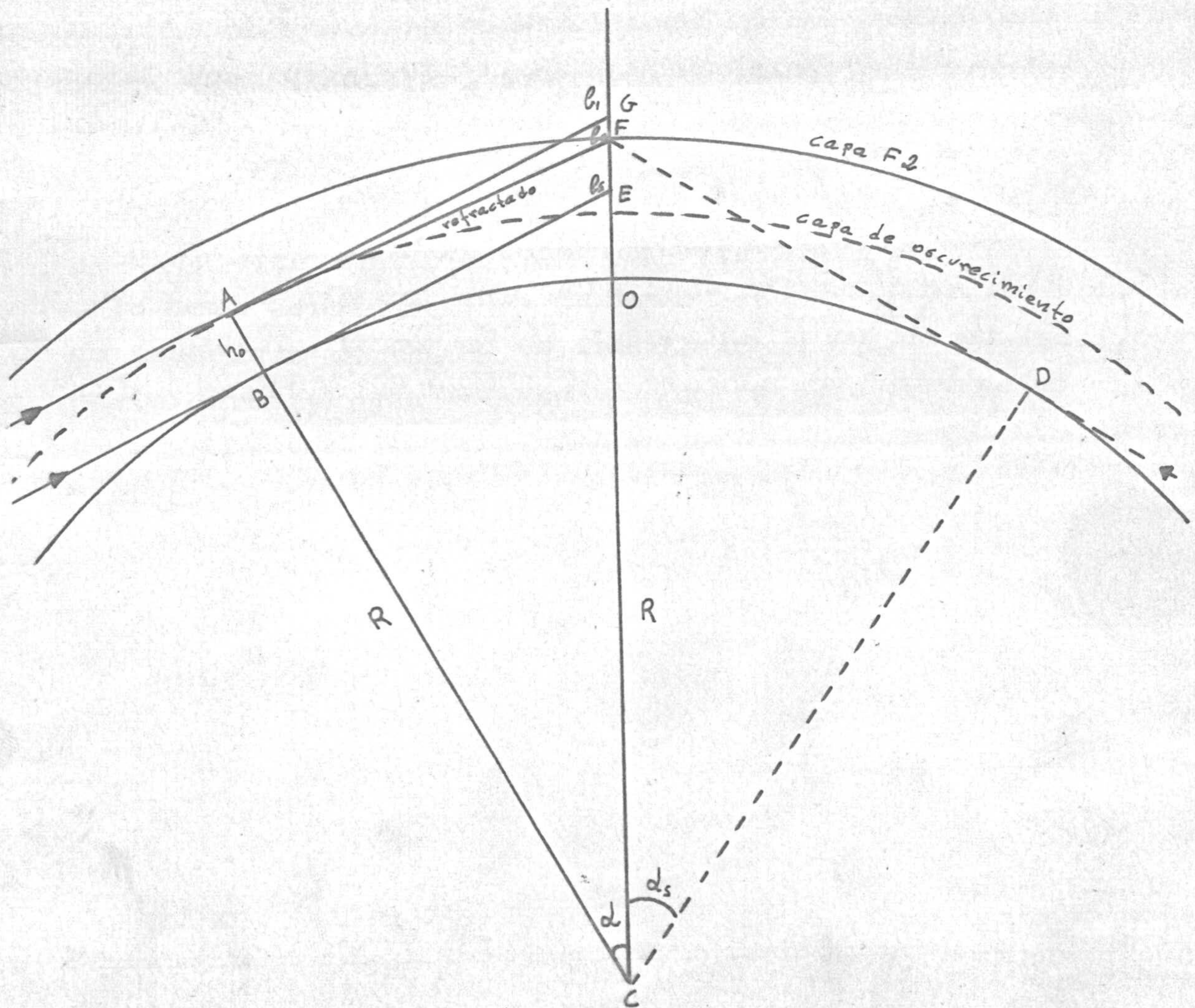


FIG. 3.1



Sol teniendo en cuenta el "oscurecimiento" pero no la refracción;  $l_0$  es la altura real, es decir, considerando ambos efectos, y  $R$  el radio terrestre. Esta figura corresponde a una dirección de observación cenital.

Del triángulo CAG se obtiene  $l_1$

$$l_1 = (R + h) \sec \alpha - R \quad (3.1)$$

con lo que  $l_0$  lo obtenemos sin más que corregir  $l_1$  del efecto de refracción

$$l_0 = l_1 - \Delta l = (R + h_0) \sec \alpha - R - 25 \frac{\sin \alpha}{\cos^2 \alpha} \quad (3.2)$$

(Battner, 1972). De los triángulos CBE y CDF se obtiene la altura aparente  $l_s$

$$l_s = R (\sec \alpha - 1) \quad (3.3)$$

Si hacemos  $l_0 = OF$ , es decir, la altura de la capa F 2, de (3.2) podemos obtener  $\alpha$  (el valor de la depresión solar cuando el Sol comienza o cesa de iluminar dicha capa). Llevando este valor de  $\alpha$  a (3.3) obtendríamos  $l_s = OE$ . Por el contrario, si en (3.3) hacemos  $l_s = OF$ , la depresión solar que obtenemos es la aparente,  $\alpha_s$ , que llevada a (3.2) nos daría  $l_0 > OF$ , es decir, la altura real de iluminación es superior a la de la capa F 2; en consecuencia el Sol todavía o no ha comenzado o no ha cesado de iluminarla.

Al asignar un valor a la "altura de oscurecimiento" hay que tener presente la longitud de onda con que se trabaja, que en --- nuestro caso es de 6300 Å. Puesto que la emisión crepuscular de la raya roja se produce debido a la disociación del oxígeno molecular por el continuo de Schumann-Runge del espectro solar, la reducción de intensidad en el continuo nos permite estimar un valor aproximado de la "altura de oscurecimiento".



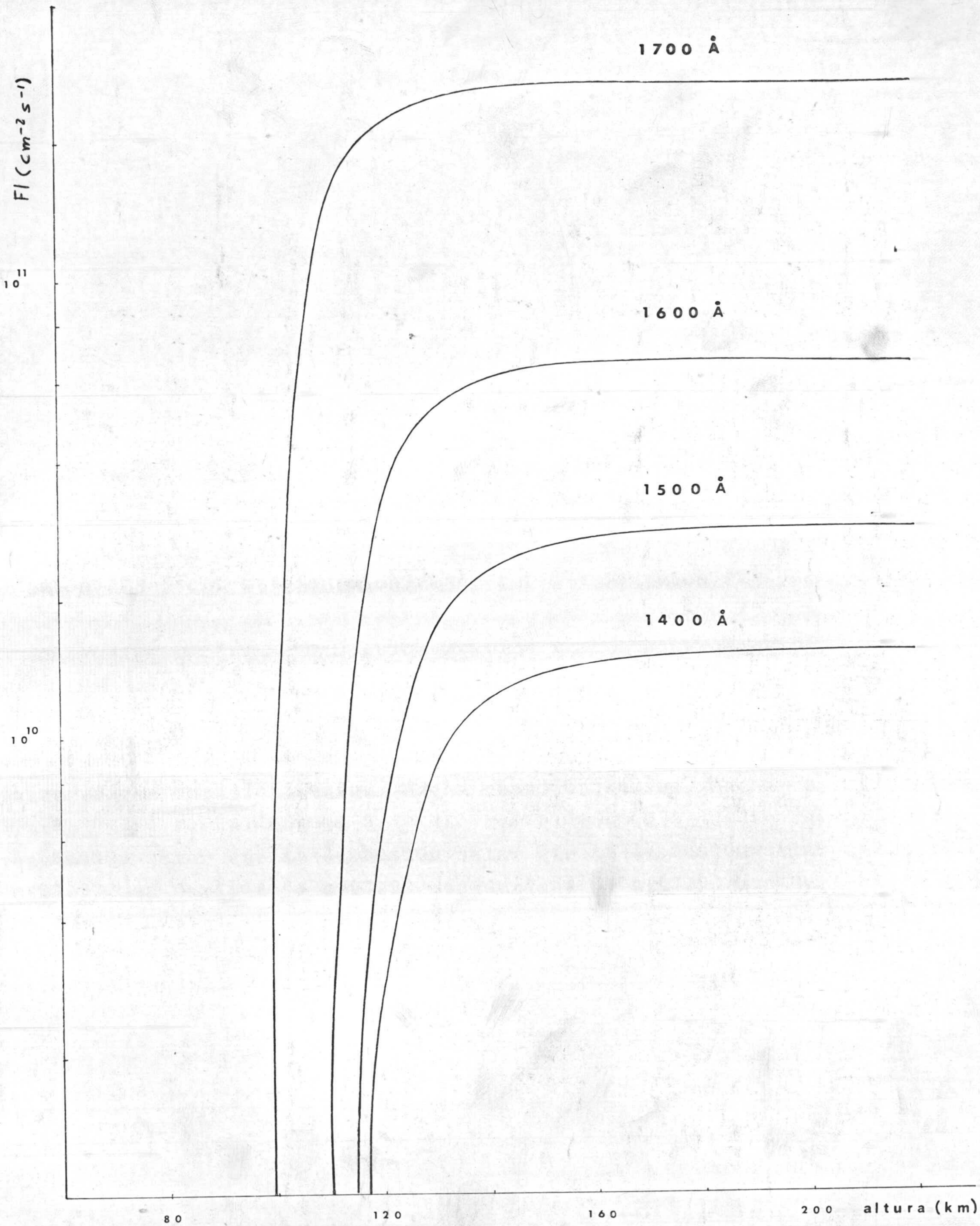


FIG. 3.2



Hunten (1967) estima esta altura en 200 km. Por otra parte, Schaeffer (1971) trabaja con 30 km. Creemos que ambos valores son excesivos, tanto por exceso como por defecto. Con los valores obtenidos por Battaner (1975) en su modelo de la mesosfera y baja termosfera hemos construido las gráficas de la figura 3.2. que indican la variación del flujo con la altura en las longitudes de onda de 1700, 1600, 1500 y 1400 Å del continuo de Schumann-Runge. En ellas se puede observar que el continuo se reduce a la décima parte entre 105 y 120 km de altura. Considerando la refracción, que puede implicar un aumento de unos 6 kms., hemos tomado 120 km como "altura de oscurecimiento". Con un valor del radio terrestre de 6366 Km y de la altura de la capa F 2 de 270 Km, los valores calculados son los siguientes:

Para  $l_s = 270$  Km, se obtiene una depresión solar aparente  $\alpha_s = 16^\circ, 4$ , y una altura real  $l_o = 471$  km.

Para  $l_o = 270$  km, la depresión solar real es de  $\alpha = 12^\circ, 4$  y la altura aparente  $l_s = 152$  Km.

En este trabajo también hemos utilizado los valores

$$\begin{aligned} \alpha &= 7^\circ, 5 \quad \text{que corresponde a } l_o = 173 \text{ Km, } l_s = 55 \text{ km} \\ \alpha &= 17^\circ, 5 \quad \text{que corresponde a } l_o = 426 \text{ Km, } l_s = 309 \text{ km} \end{aligned}$$

Conocido el valor de la depresión solar que nos interesa, podemos determinar el tiempo solar verdadero, correspondiente a esa depresión, para cada día del año, una vez obtenido el valor de la declinación solar,  $\delta$ . La declinación viene dada en cualquier anuario astronómico, pero hemos utilizado el Analema de Hunten (1965) por su gran comodidad (fig. 3.3). El analema incluye además los valores de la ecuación del tiempo, E, que hemos utilizado para transformar el tiempo solar verdadero en



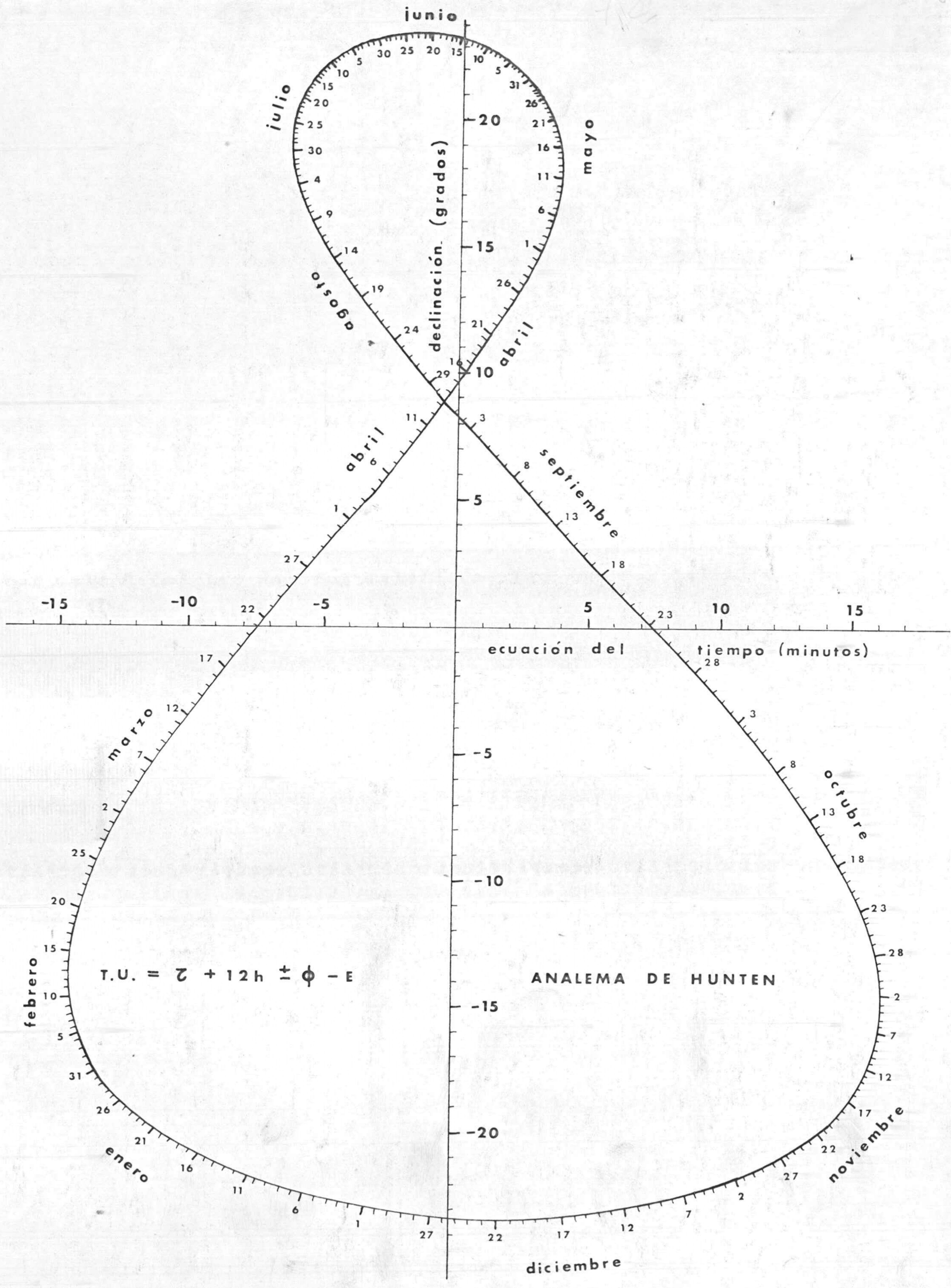


FIG. 3.3



tiempo universal, T.U., según la expresión:

$$T.U. = \lambda + 12h \pm \phi - E \quad (3.4)$$

donde el signo (+) se refiere a longitud Oeste y el signo (-) a longitud Este. Por tanto, para nuestra estación de observación en el Veleta

$$T.U. = \lambda + 12h + 14^m - E \quad (3.5)$$

y para nuestro punto magnético conjugado

$$T.U. = \lambda + 12^h - 36^m - E \quad (3.6)$$

La utilización del analema es inmediata. Fijado el día deseado sobre la curva, colocamos en este punto una regla perpendicular al eje de ordenadas; el punto de corte con éste nos dará la declinación. La colocación de la regla normal al eje de abscisas nos permitirá obtener la ecuación del tiempo.

Todavía nos queda por determinar el tiempo solar verdadero. Es to lo hemos hecho utilizando el nomograma de Hunten (1965). Hemos usado dos nomogramas: el construido para nuestra estación, tomado de Battaner (1972), y el construido para nuestro punto conjugado magnéticamente (figuras 3.4 y 3.5). Su utilización es la siguiente. Dado un día del año, mediante el analema obtenemos la depresión solar. Uniendo mediante una regla el punto  $\delta$  obtenido y el punto  $\alpha$  elegido (por ejemplo, si queremos calcular la hora de salida y puesta del Sol en la capa F 2,  $\alpha=12^{\circ},4$ ) se corta la escala de  $\lambda$ , proporcionándonos dos valores: el de la izquierda de la escala corresponde al tiempo solar verdadero de la puesta del Sol, el de la derecha el tiempo solar verdadero de la salida. Con (3.4) podemos obtener los valores correspondientes del tiempo universal. Naturalmente, el nomograma nos permite, fijado el día y la hora, obtener la depre--



2  
3 23  
3 31  
4 20  
5 19  
6 18  
7 17  
8 16  
9 15  
10 14  
11 13  
12 13

-70  
-60  
-50  
-40  
-30  
-20  
-10  
0  
10  
20  
30  
40  
50  
60  
70  
90

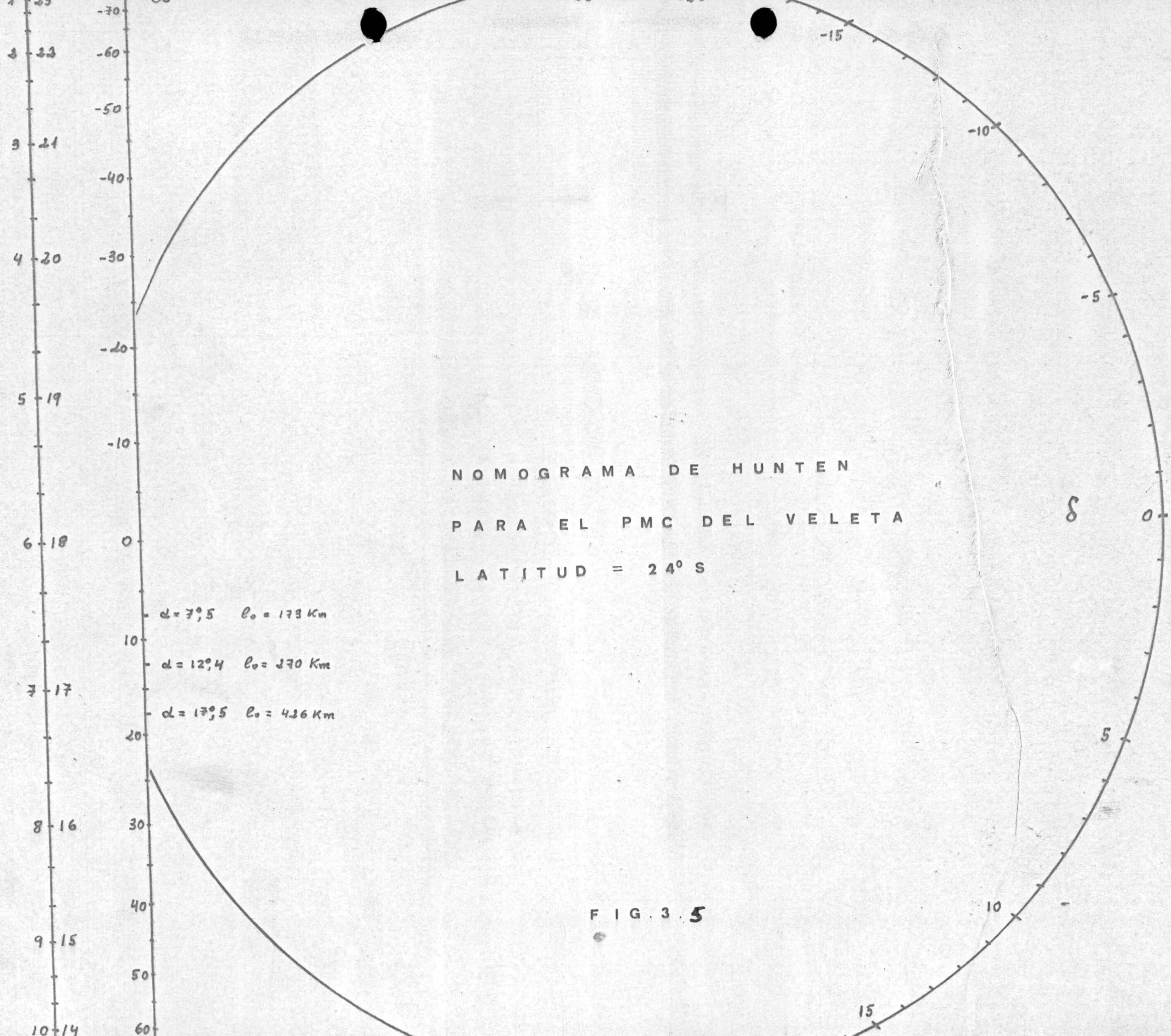
25  
20  
15  
10  
5  
0  
-5  
-10  
-15  
-20  
-25  
-30

NOMOGRAMA DE HUNTEN  
PARA EL VELETA  
LATITUD = 37° N

$\alpha = 7,6$   $e_0 = 173$  Km  
 $d = 12,4$   $e_0 = 270$  Km  
 $d = 17,5$   $e_0 = 426$  Km

FIG. 3.4





NOMOGRAMA DE HUNTEN  
 PARA EL PMC DEL VELETA  
 LATITUD = 24° S

$d = 7,5 \quad l_0 = 173 \text{ Km}$

$d = 12,4 \quad l_0 = 370 \text{ Km}$

$d = 17,5 \quad l_0 = 436 \text{ Km}$

FIG. 3.5



si3n solar para esas condiciones mediante el proceso inverso.

Con todo ello hemos calculado los tiempos para las distintas depresiones solares mencionadas durante todo el a3o, para nuestra estaci3n y nuestro punto magn3tico conjugado, que se recogen en las curvas de la figura 3.6. En ella se designan por  $\alpha$  las depresiones solares locales y por  $\alpha^*$  las depresiones solares en el PMC de nuestra estaci3n.







### 3.2.- ESCALA DE ALTURA DEL OXIGENO MOLECULAR

La aplicación del modelo de Barbier exige la determinación de la escala de altura del oxígeno molecular, normalmente designada por  $H_{32}$ . Como se sabe,  $H_{32}$  viene definida por la expresión

$$H_{32} = R T / M g \quad (3.7)$$

donde  $R$  es la constante universal de los gases,  $T$  la temperatura absoluta,  $M$  la masa Molar del oxígeno molecular y  $g$  la aceleración de la gravedad. El cálculo se ha realizado para la latitud de la estación de Balerna y para una altura de 270 Km, que podemos considerar como la altura media de la capa F 2 nocturna, determinando los valores de  $H_{32}$  para cada hora de las noches estudiadas.

Hemos utilizado para la aceleración de la gravedad el valor  $g = 902 \text{ cm/s}^2$ , una vez tenidas en cuenta las correcciones de latitud y altura.

Para el cálculo de la temperatura hemos seguido los perfiles de Jacchiz (1971) contenidos en su modelo estático de la termosfera y exosfera. La temperatura a una altura determinada se obtiene del valor de la llamada temperatura exosférica,  $T_{\infty}$ , siendo ésta la temperatura a la cual tienden los perfiles asintóticamente. Dado un nivel de referencia,  $Z_x = 125 \text{ km}$  (correspondiente al punto de inflexión de los perfiles de temperatura) para alturas mayores,  $Z > Z_x$ , que es nuestro caso, la temperatura  $T$  para el nivel  $Z$  viene dada por

$$T = T_x + A \text{ ctg} \left\{ \frac{G_x}{A} (Z - Z_x) \left[ 1 + B(Z - Z_x)^{\beta} \right] \right\} \quad (3.8)$$



donde

$$A = \frac{2}{\pi} (T_{\infty} - T_x); \quad B = 4,5 \cdot 10^{-6} \text{ (Z en Km)}; \quad \beta = 2,5$$

definiendo  $T_x$ , la temperatura del punto de inflexión, como

$$T_x = a + b T_{\infty} + c \exp(\bar{K} T_{\infty}) \quad (3.9)$$

con la condición de que  $T_x = T_0$  (temperatura constante de comienzo de todos los perfiles,  $T_0 = 183^\circ\text{K}$  en  $Z_0 = 90 \text{ Km}$ ) cuando  $T_{\infty} = T_0$ , siendo los valores numéricos de los coeficientes

$$a = 371,6678; \quad b = 0,0518806; \quad c = -294,3505; \quad \bar{K} = -0,00216222.$$

La obtención de  $T$  a partir de  $T_{\infty}$  viene dada en una tabla que abarca un intervalo de alturas de 90 a 2500 Km con variaciones de cien grados en la temperatura exosférica. Nosotros hemos realizado una interpolación para la altura elegida de 270 Km con variaciones de un grado en  $T_{\infty}$ , entre 800 y 1300°K, que se recoge en la tabla 3.1.

Las variaciones de temperatura tenidas en cuenta en este modelo que se manifiestan en el cálculo de  $T_{\infty}$  y por tanto, en  $T$ , son las siguientes:

-Variación con la actividad solar, recogida en la expresión

$$T_c = 379^\circ + 3^\circ, 24 \bar{F}_{10.7} + 1^\circ, 3(F_{10.7} - \bar{F}_{10.7}) \quad (3.10)$$

donde  $F_{10.7}$  es el flujo solar en una longitud de onda de 10.7 cm, equivalente a 2800 MHz, medido en unidades de  $10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ . Se han utilizado los valores de  $F_{10.7}$  del día anterior a la fecha elegida, ya que el retraso de la variación térmica respecto del flujo solar es de un día.  $\bar{F}_{10.7}$  corresponde al flujo promedio de tres rotaciones solares. Nosotros hemos utilizado el valor medio de los tres meses centrados en el mes del día -



elegido.

-Variación diurna. La expresión a utilizar es

$$T_1 = T_c (1 + R \operatorname{sen}^m \theta) \left( 1 + R \frac{\cos^m \gamma - \operatorname{sen}^m \theta}{1 + R \operatorname{sen}^m \theta} \cos^n \frac{Z}{2} \right) \quad (3.11)$$

donde R es un parámetro que fija la amplitud relativa de la variación de temperatura;  $\theta$  y  $\gamma$  vienen dadas por

$$\gamma = \frac{1}{2} |\lambda - \delta| \quad \theta = \frac{1}{2} |\lambda + \delta| \quad (3.12)$$

donde  $\lambda$  es la latitud y  $\delta$  la declinación del Sol, y

$$Z = H + \beta + p \operatorname{sen} (H + \gamma), \quad (-\pi < Z < \pi) \quad (3.13)$$

siendo  $\beta$ ,  $\gamma$  y p constantes y H el ángulo horario solar. Con los valores

$$m = 2,2; \quad n = 3,0; \quad R = 0,3; \quad \beta = -37^\circ; \quad p = +6^\circ; \quad \gamma = +43^\circ$$

Jacchia construye una tabla de valores del cociente  $T_1 / T_c$  para distintas latitudes y declinaciones solares. Hemos adaptado dicha tabla para la latitud de Balerna y para variaciones un grado en la declinación. (Tabla 3.2)

-Variación con la actividad geomagnética. Hemos utilizado la fórmula

$$\Delta T = (21^\circ, 4 \operatorname{sen} \lambda + 17^\circ, 9) \bar{K}_p + 0^\circ, 03 \exp(\bar{K}_p) \quad (3.14)$$

donde  $\lambda$  es la latitud y  $\bar{K}_p$  es un valor medio del índice planetario. Para Balerna, (3.14) queda reducida a

$$\Delta T = 30,7 \bar{K}_p + 0^\circ, 03 \exp(\bar{K}_p) \quad (3.15)$$

En el intervalo entre las 18 y 21 h, T.U., el  $K_p$  tomado es el valor medio de los  $K_p$  correspondientes a las 12 y 15 h, T.U., ya que hay que considerar un retraso de seis horas. El  $K_p$  de los intervalos 22 - 00 h, 01 - 03 y 04 - 06 h, T.U., se han obtenido de manera análoga.



La temperatura exosférica viene dada finalmente por

$$T_{\phi} = T_1 + \Delta T \quad (3.16)$$

y el proceso a seguir es: calcular  $T_c$  a partir de (3.10); con  $T_c$  y la Tabla 3.2 se determina  $T_1$ . Mediante (3.15) se obtiene  $\Delta T$  y con (3.16),  $T_{\phi}$ , que llevada a la tabla 3.1 nos proporciona  $T$ , es decir la temperatura para cada día y hora en la estación de Balerma y a una altura de 270 km.



T A B L E 3 . 1

$T_{\infty}$	T	$T_{\infty}$	T	$T_{\infty}$	T	$T_{\infty}$	T	$T_{\infty}$	T
800 °K	774.0	850 °K	820.0	900 °K	866.0	950 °K	911.4	1000 °K	956.8
1	774.9	1	820.9	1	866.9	1	912.3	1	957.7
2	775.8	2	821.8	2	867.8	2	913.2	2	958.6
3	776.8	3	822.8	3	868.7	3	914.1	3	959.5
4	777.7	4	823.7	4	869.6	4	915.0	4	960.4
5	778.6	5	824.6	5	870.5	5	915.9	5	961.3
6	779.5	6	825.5	6	871.4	6	916.8	6	962.2
7	780.4	7	826.4	7	872.3	7	917.8	7	963.1
8	781.4	8	827.4	8	873.3	8	918.7	8	964.0
9	782.3	9	828.3	9	874.2	9	919.6	9	964.9
10	783.2	60	829.2	10	875.1	60	920.5	10	965.8
1	784.1	1	830.1	1	876.0	1	921.4	1	966.7
2	785.0	2	831.0	2	876.9	2	922.3	2	967.6
3	786.0	3	832.0	3	877.8	3	923.2	3	968.5
4	786.9	4	832.9	4	878.7	4	924.1	4	969.4
5	787.8	5	833.8	5	879.6	5	925.0	5	970.2
6	788.7	6	834.7	6	880.5	6	925.9	6	975.2
7	789.6	7	835.6	7	881.4	7	926.8	7	972.0
8	790.6	8	836.6	8	882.3	8	927.7	8	972.9
9	791.5	9	837.5	9	883.2	9	928.6	9	973.9
20	792.4	70	838.4	20	884.2	70	929.6	20	974.7
1	793.3	1	839.3	1	885.1	1	930.5	1	975.6
2	794.2	2	840.2	2	886.0	2	931.4	2	976.5
3	795.2	3	841.2	3	886.2	3	932.3	3	977.4
4	796.1	4	842.1	4	887.8	4	933.2	4	978.3
5	797.0	5	843.0	5	888.7	5	934.1	5	979.2
6	797.9	6	843.9	6	889.6	6	935.0	6	980.1
7	798.8	7	844.8	7	890.5	7	935.9	7	981.0
8	799.8	8	845.8	8	891.4	8	936.8	8	981.9
9	800.7	9	846.7	9	892.3	9	937.7	9	982.8
30	801.6	80	847.6	30	893.2	80	938.6	30	983.7
1	802.5	1	848.5	1	894.1	1	939.5	1	984.6
2	803.4	2	849.4	2	895.1	2	940.5	2	985.5
3	804.4	3	850.4	3	896.0	3	941.4	3	986.4
4	805.3	4	851.3	4	896.9	4	942.3	4	987.3
5	806.2	5	852.2	5	897.8	5	943.2	5	988.2
6	807.1	6	853.1	6	898.7	6	944.1	6	989.1
7	808.0	7	854.0	7	899.6	7	945.0	7	990.0
8	809.0	8	855.0	8	900.5	8	945.9	8	990.9
9	809.9	9	855.9	9	901.4	9	946.8	9	991.8
40	810.8	90	856.8	40	902.3	90	947.7	40	992.7
1	811.7	1	857.7	1	903.2	1	948.6	1	993.6
2	812.6	2	858.6	2	904.1	2	949.5	2	994.5
3	813.6	3	859.6	3	905.0	3	950.4	3	995.4
4	814.5	4	860.5	4	906.0	4	951.4	4	996.3
5	815.4	5	861.4	5	906.9	5	952.3	5	997.2
6	816.3	6	862.3	6	907.8	6	953.2	6	998.1
7	817.2	7	863.2	7	908.7	7	954.1	7	999.0
8	818.2	8	864.2	8	909.6	8	955.0	8	999.8
9	819.1	9	865.1	9	910.5	9	955.9	9	1000.8
								1050	1001.6



T A B L A 3 . 1 (continuación)

$T_{\infty}$	T	$T_{\infty}$	T	$T_{\infty}$	T	$T_{\infty}$	T	$T_{\infty}$	T
1050°K	1001.6	1100°K	1046.5	1150°K	1090.8	1200°K	1135.1	51	1179.7
1	1002.5	1	1047.4	1	1091.7	1	1136.0	2	1180.6
2	1003.4	2	1048.3	2	1092.6	2	1136.8	3	1181.5
3	1004.3	3	1049.2	3	1093.4	3	1137.7	4	1182.4
4	1005.2	4	1050.0	4	1094.3	4	1138.6	5	1183.2
5	1006.1	5	1050.9	5	1095.2	5	1139.5	6	1184.1
6	1007.0	6	1051.8	6	1096.1	6	1140.4	7	1185.0
7	1007.9	7	1052.7	7	1097.0	7	1141.2	8	1185.8
8	1008.8	8	1053.6	8	1097.9	8	1142.1	9	1186.7
9	1009.7	9	1054.5	9	1098.8	9	1143.0	60	1187.6
60	1010.6	10	1055.4	60	1099.7	10	1143.8	1	1188.5
1	1011.5	1	1056.2	1	1100.5	1	1144.7	2	1189.4
2	1012.4	2	1057.1	2	1101.4	2	1145.6	3	1190.2
3	1013.3	3	1058.0	3	1102.3	3	1146.5	4	1191.1
4	1014.2	4	1058.9	4	1103.2	4	1147.4	5	1192.0
5	1015.1	5	1059.8	5	1104.1	5	1148.2	6	1192.8
6	1016.0	6	1060.7	6	1105.0	6	1149.1	7	1193.7
7	1016.9	7	1061.6	7	1105.9	7	1150.0	8	1194.6
8	1017.8	8	1062.4	8	1106.7	8	1150.8	9	1195.5
9	1018.7	9	1063.3	9	1107.6	9	1151.7	70	1196.4
70	1019.6	20	1064.2	70	1108.5	20	1152.6	1	1197.2
1	1020.5	1	1065.1	1	1109.4	1	1153.5	2	1198.1
2	1021.4	2	1066.0	2	1110.3	2	1154.4	3	1199.0
3	1022.3	3	1066.9	3	1111.2	3	1155.2	4	1199.8
4	1023.2	4	1067.8	4	1112.1	4	1156.1	5	1200.7
5	1024.1	5	1068.6	5	1113.0	5	1157.0	6	1201.6
6	1025.0	6	1069.5	6	1113.8	6	1157.8	7	1202.5
7	1025.9	7	1070.4	7	1114.7	7	1158.7	8	1203.4
8	1026.8	8	1071.3	8	1115.6	8	1159.6	9	1204.2
9	1027.7	9	1072.2	9	1116.5	9	1160.5	80	1205.1
80	1028.6	30	1073.1	80	1117.4	30	1161.4	1	1206.0
1	1029.4	1	1074.0	1	1118.3	1	1162.2	2	1206.8
2	1030.4	2	1074.8	2	1119.2	2	1163.1	3	1207.7
3	1031.2	3	1075.7	3	1120.0	3	1164.0	4	1208.6
4	1032.1	4	1076.6	4	1120.9	4	1164.8	5	1209.5
5	1033.0	5	1077.5	5	1121.8	5	1165.7	6	1210.4
6	1033.9	6	1078.4	6	1122.7	6	1166.6	7	1211.2
7	1034.8	7	1079.3	7	1123.6	7	1167.5	8	1212.1
8	1035.7	8	1080.2	8	1124.5	8	1168.4	9	1213.0
9	1036.6	9	1081.0	9	1125.4	9	1169.2	90	1213.8
90	1037.5	40	1081.9	90	1126.2	40	1170.1	1	1214.7
1	1038.4	1	1082.8	1	1127.1	1	1171.0	2	1215.6
2	1039.3	2	1083.7	2	1128.0	2	1171.8	3	1216.5
3	1040.2	3	1084.6	3	1128.9	3	1172.7	4	1217.4
4	1041.1	4	1085.5	4	1129.8	4	1173.6	5	1218.2
5	1042.0	5	1086.4	5	1130.7	5	1174.5	6	1219.1
6	1042.9	6	1087.2	6	1131.6	6	1175.4	7	1220.0
7	1043.8	7	1088.1	7	1132.4	7	1176.2	8	1220.8
8	1044.7	8	1089.0	8	1133.3	8	1177.1	9	1221.7
9	1045.6	9	1098.9	9	1134.2	9	1178.0		
					1200 °K	1135.1	50	1178.8	
								1300 °K	1222.6



$T_1/T_c$

L.S.T.

	0	1	2	3	4	5	6	18	19	20	21	22	23
d= +23°, 44	1076	1069	1067	1067	1067	1071	1082	1220	1189	1158	1130	1107	1088
d= +20°	1069	1062	1059	1059	1060	1064	1075	1216	1184	1153	1124	1100	1082
d= +19°	1067	1060	1057	1057	1058	1062	1073	1215	1183	1152	1122	1098	1080
d= +18°	1065	1058	1055	1055	1056	1060	1071	1213	1181	1150	1121	1097	1078
d= +17°	1064	1057	1054	1053	1054	1059	1070	1212	1180	1149	1119	1095	1077
d= +16°	1062	1055	1052	1051	1052	1057	1068	1211	1178	1147	1118	1093	1075
d= +15°	1060	1053	1050	1050	1050	1055	1066	1210	1177	1146	1116	1091	1073
d= +14°	1058	1051	1048	1048	1048	1053	1064	1208	1176	1144	1114	1090	1071
d= +13°	1056	1049	1046	1046	1046	1051	1062	1207	1174	1143	1113	1088	1069
d= +12°	1055	1048	1045	1044	1044	1050	1061	1206	1173	1141	1111	1086	1068
d= +11°	1052	1046	1043	1042	1042	1048	1059	1204	1171	1140	1110	1085	1066
d= +10°	1051	1044	1041	1040	1041	1046	1057	1203	1170	1138	1108	1083	1064
d= + 9°	1049	1042	1039	1038	1039	1044	1056	1202	1169	1136	1107	1082	1062
d= + 8°	1048	1041	1038	1037	1038	1043	1054	1200	1167	1135	1105	1080	1061
d= + 7°	1046	1039	1036	1035	1036	1041	1053	1199	1166	1133	1104	1079	1059
d= + 6°	1045	1038	1035	1034	1035	1040	1051	1197	1164	1132	1102	1077	1058
d= + 5°	1043	1036	1033	1032	1033	1038	1050	1196	1163	1130	1101	1076	1056
d= + 4°	1041	1034	1031	1030	1031	1036	1048	1194	1161	1128	1099	1074	1054
d= + 3°	1040	1033	1030	1029	1030	1035	1047	1193	1160	1127	1098	1073	1053
d= + 2°	1038	1031	1028	1027	1028	1033	1045	1191	1158	1125	1096	1071	1051
d= + 1°	1037	1030	1027	1026	1027	1032	1044	1190	1157	1124	1095	1070	1050
d= 0°	1035	1028	1025	1024	1025	1030	1042	1188	1155	1122	1093	1068	1048
d= - 1°	1034	1027	1024	1023	1024	1029	1041	1186	1153	1121	1092	1067	1047
d= - 2°	1033	1026	1023	1022	1023	1028	1039	1185	1152	1119	1090	1065	1045
d= - 3°	1031	1024	1022	1021	1022	1026	1038	1183	1150	1118	1089	1064	1044
d= - 4°	1030	1023	1021	1020	1021	1025	1037	1181	1149	1116	1087	1063	1043
d= - 5°	1029	1022	1020	1019	1020	1024	1036	1180	1147	1115	1086	1062	1042
d= - 6°	1028	1021	1018	1017	1018	1023	1034	1178	1145	1114	1085	1060	1041
d= - 7°	1027	1020	1017	1016	1017	1022	1033	1176	1144	1112	1083	1059	1040
d= - 8°	1025	1018	1016	1015	1016	1020	1032	1174	1142	1111	1082	1058	1038
d= - 9°	1024	1017	1015	1014	1015	1019	1030	1173	1141	1109	1080	1056	1037
d= -10°	1023	1016	1014	1013	1014	1018	1029	1171	1139	1108	1079	1055	1036
d= -11°	1022	1015	1013	1012	1013	1017	1028	1169	1138	1107	1078	1054	1035
d= -12°	1021	1014	1012	1011	1012	1017	1027	1168	1136	1105	1077	1053	1034
d= -13°	1021	1014	1012	1011	1012	1016	1026	1166	1135	1104	1075	1052	1033
d= -14°	1020	1013	1011	1010	1011	1015	1025	1165	1133	1102	1074	1051	1032
d= -15°	1019	1012	1010	1009	1010	1015	1025	1163	1132	1101	1073	1050	1032
d= -16°	1018	1011	1009	1008	1009	1014	1024	1161	1130	1100	1072	1048	1031
d= -17°	1017	1010	1008	1007	1008	1013	1023	1160	1129	1098	1071	1047	1030
d= -18°	1017	1010	1008	1007	1008	1012	1022	1158	1127	1097	1069	1046	1029
d= -19°	1016	1009	1007	1006	1007	1012	1021	1157	1126	1095	1068	1045	1028
d= -20°	1015	1008	1006	1005	1006	1011	1020	1155	1124	1094	1067	1044	1027
d= -23°, 44	1013	1007	1004	1004	1004	1009	1019	1148	1119	1090	1064	1042	1024

$\phi$  = latitud

d = declinación

L.S.T. = tiempo solar local



### 3.3.- CONCENTRACIONES DE O, O<sub>2</sub> y N<sub>2</sub>

Hemos necesitado utilizar en distintas ocasiones las concentraciones del oxígeno atómico y molecular, y del nitrógeno molecular. Para ello hemos confeccionado las tablas 3.3, 3.4 y 3.5 basadas en el modelo de atmósfera J 71 (Jacchia, 1971). Las concentraciones vienen dadas en función de la altura,  $h$ , y de la temperatura exosférica,  $T_{\infty}$ . Los intervalos de altura los damos de diez en diez kilómetros y la temperatura con variaciones de diez grados, en todas las tablas. La potencia de diez que corresponde se indica entre paréntesis.

En las tres tablas, el intervalo de temperatura es de 800-1300° K, mientras que el de altura es de 200 -350 Km para el oxígeno atómico, y de 150 - 420 Km para el oxígeno y nitrógeno moleculares. Hemos elegido estos valores límites para que cubrieran el intervalo de variación de los datos obtenidos en nuestra estación.



T A B L A 3 . 3

CONCENTRACION DE O (part/cm<sup>3</sup>). (En paréntesis la potencia de diez)

T <sub>∞</sub>	h (Km)	200	210	220	230	240	250	260	270
800		4.6(9)	3.5(9)	2.7(9)	2.1(9)	1.7(9)	1.3(9)	1.0(9)	8.3(8)
10		4.6	3.6	2.8	2.1	1.7	1.3	1.0	8.6
20		4.7	3.6	2.8	2.2	1.8	1.4	1.1	8.8
30		4.8	3.6	2.8	2.2	1.8	1.4	1.1	9.1
40		4.8	3.7	2.9	2.3	1.8	1.4	1.1	9.4
50		4.8	3.8	3.0	2.3	1.8	1.4	1.2	9.6
60		4.9	3.8	3.0	2.3	1.9	1.5	1.2	9.9
70		5.0	3.8	3.0	2.4	1.9	1.5	1.2	1.0(9)
80		5.0	3.9	3.1	2.4	1.9	1.5	1.2	1.0
90		5.0	4.0	3.2	2.5	2.0	1.6	1.3	1.1
900		5.1(9)	4.0(9)	3.2(9)	2.5(9)	2.0(9)	1.6(9)	1.3(9)	1.1(9)
10		5.1	4.0	3.2	2.5	2.0	1.6	1.3	1.1
20		5.2	4.1	3.3	2.6	2.1	1.7	1.4	1.1
30		5.2	4.1	3.3	2.6	2.1	1.7	1.4	1.2
40		5.3	4.2	3.3	2.6	2.1	1.7	1.4	1.2
50		5.3	4.2	3.4	2.6	2.2	1.8	1.4	1.2
60		5.3	4.2	3.4	2.7	2.2	1.8	1.5	1.2
70		5.4	4.3	3.4	2.7	2.2	1.8	1.5	1.2
80		5.4	4.3	3.5	2.7	2.2	1.8	1.5	1.3
90		5.5	4.4	3.5	2.8	2.3	1.9	1.6	1.3
1000		5.5(9)	4.4(9)	3.5(9)	2.8(9)	2.3(9)	1.9(9)	1.6(9)	1.3(9)
10		5.5	4.4	3.5	2.8	2.3	1.9	1.6	1.3
20		5.6	4.5	3.6	2.9	2.4	1.9	1.6	1.3
30		5.6	4.5	3.6	2.9	2.4	2.0	1.7	1.4
40		5.6	4.5	3.6	2.9	2.4	2.0	1.7	1.4
50		5.6	4.6	3.6	3.0	2.4	2.0	1.7	1.4
60		5.7	4.6	3.7	3.0	2.5	2.0	1.7	1.4
70		5.7	4.6	3.7	3.0	2.5	2.0	1.7	1.4
80		5.7	4.6	3.7	3.0	2.5	2.1	1.8	1.5
90		5.8	4.7	3.8	3.1	2.6	2.1	1.8	1.5
1100		5.8(9)	4.7(9)	3.8(9)	3.1(9)	2.6(9)	2.1(9)	1.8(9)	1.5(9)
10		5.8	4.7	3.8	3.1	2.6	2.1	1.8	1.5
20		5.9	4.7	3.8	3.2	2.6	2.2	1.8	1.5
30		5.9	4.8	3.9	3.2	2.7	2.2	1.9	1.6
40		5.9	4.8	3.9	3.2	2.7	2.2	1.9	1.6
50		6.0	4.8	3.9	3.2	2.7	2.2	1.9	1.6
60		6.0	4.8	3.9	3.3	2.7	2.3	1.9	1.6
70		6.0	4.8	3.9	3.3	2.7	2.3	1.9	1.6
80		6.0	4.9	4.0	3.3	2.8	2.3	2.0	1.7
90		6.1	4.9	4.0	3.4	2.8	2.4	2.0	1.7
1200		6.1(9)	4.9(9)	4.0(9)	3.4(9)	2.8(9)	2.4(9)	2.0(9)	1.7(9)
10		6.1	4.9	4.0	3.4	2.8	2.4	2.0	1.7
20		6.1	4.9	4.0	3.4	2.8	2.4	2.0	1.7
30		6.2	5.0	4.1	3.5	2.9	2.4	2.1	1.7
40		6.2	5.0	4.1	3.5	2.9	2.4	2.1	1.7
50		6.2	5.0	4.1	3.5	2.9	2.4	2.1	1.8
60		6.2	5.0	4.1	3.5	2.9	2.5	2.1	1.8
70		6.2	5.0	4.1	3.5	2.9	2.5	2.1	1.8
80		6.3	5.1	4.2	3.6	3.0	2.5	2.2	1.8
90		6.3	5.1	4.2	3.6	3.0	2.5	2.2	1.8
1300		6.3(9)	5.1(9)	4.2(9)	3.6(9)	3.0(9)	2.5(9)	2.2(9)	1.8(9)



T A B L A 3 . 3 (continuación)

$T_{\infty}$	$h'$ (Km)	<u>280</u>	<u>290</u>	<u>300</u>	<u>310</u>	<u>320</u>	<u>330</u>	<u>340</u>	<u>350</u>
800		6.6(8)	5.2(8)	4.2(8)	3.4(8)	2.7(8)	2.2(8)	1.7(8)	1.4(8)
10		6.8	5.4	4.4	3.5	2.5	2.3	1.8	1.5
20		7.0	5.6	4.5	3.7	2.9	2.4	1.9	1.6
30		7.2	5.8	4.7	3.8	3.1	2.5	2.0	1.6
40		7.4	6.0	4.8	4.0	3.2	2.6	2.1	1.7
50		7.6	6.2	5.0	4.1	3.3	2.7	2.2	1.8
60		7.9	6.3	5.2	4.2	3.4	2.8	2.2	1.9
70		8.1	6.5	5.3	4.4	3.5	2.9	2.3	2.0
80		8.3	6.7	5.5	4.5	3.7	3.0	2.4	2.0
90		8.5	6.9	5.6	4.7	3.8	3.1	2.5	2.1
900		8.7(8)	7.1(8)	5.8(8)	4.8(8)	3.9(8)	3.2(8)	2.6(8)	2.2(8)
10		8.9	7.3	6.0	4.9	4.0	3.3	2.7	2.3
20		9.2	7.5	6.1	5.1	4.2	3.4	2.8	2.4
30		9.4	7.6	6.3	5.2	4.3	3.6	2.9	2.5
40		9.6	7.8	6.4	5.4	4.4	3.7	3.0	2.6
50		9.8	8.0	6.6	5.5	4.6	3.8	3.1	2.6
60		1.0(9)	8.2	6.8	5.6	4.7	3.9	3.2	2.7
70		1.0	8.4	6.9	5.8	4.8	4.0	3.3	2.8
80		1.0	8.5	7.1	5.9	4.9	4.2	3.4	2.9
90		1.1	8.7	7.2	6.1	5.1	4.3	3.5	3.0
1000		1.1(9)	8.9(8)	7.4(8)	6.2(8)	5.2(8)	4.4(8)	3.6(8)	3.1(8)
10		1.1	9.1	7.6	6.4	5.3	4.5	3.7	3.2
20		1.1	9.3	7.7	6.5	5.5	4.6	3.8	3.3
30		1.2	9.5	7.9	6.6	5.6	4.7	3.9	3.4
40		1.2	9.7	8.0	6.8	5.7	4.8	4.0	3.5
50		1.2	1.0(9)	8.2	7.0	5.8	5.0	4.2	3.6
60		1.2	1.0	8.4	7.1	6.0	5.1	4.3	3.6
70		1.2	1.0	8.5	7.2	6.1	5.2	4.4	3.7
80		1.3	1.0	8.7	7.4	6.2	5.3	4.5	3.8
90		1.3	1.1	8.8	7.6	6.4	5.4	4.6	3.9
1100		1.3(9)	1.1(9)	9.0(8)	7.7(8)	6.5(8)	5.5(8)	4.7(8)	4.0(8)
10		1.3	1.1	9.1	7.8	6.6	5.6	4.8	4.1
20		1.3	1.1	9.2	8.0	6.8	5.7	4.9	4.2
30		1.3	1.1	9.3	8.1	6.9	5.9	5.0	4.3
40		1.3	1.1	9.4	8.2	7.0	6.0	5.1	4.4
50		1.4	1.2	9.5	8.4	7.2	6.1	5.2	4.5
60		1.4	1.2	9.6	8.5	7.3	6.2	5.4	4.6
70		1.4	1.2	9.7	8.6	7.4	6.3	5.5	4.7
80		1.4	1.2	9.8	8.7	7.5	6.5	5.6	4.8
90		1.4	1.2	9.9	8.9	7.7	6.6	5.7	4.9
1200		1.4(9)	1.2(9)	1.0(9)	9.0(8)	7.8(8)	6.7(8)	5.8(8)	5.0(8)
10		1.4	1.2	1.0	9.1	7.9	6.8	5.9	5.1
20		1.4	1.2	1.0	9.2	8.0	6.9	6.0	5.2
30		1.5	1.3	1.1	9.3	8.2	7.0	6.1	5.3
40		1.5	1.3	1.1	9.4	8.3	7.1	6.2	5.4
50		1.5	1.3	1.1	9.5	8.4	7.2	6.3	5.5
60		1.5	1.3	1.1	9.6	8.5	7.4	6.4	5.6
70		1.5	1.3	1.1	9.7	8.6	7.5	6.5	5.7
80		1.6	1.4	1.2	9.8	8.8	7.6	6.6	5.8
90		1.6	1.4	1.2	9.9	8.9	7.7	6.7	5.9
1300		1.6(9)	1.4(9)	1.2(9)	1.0(9)	9.0(8)	7.8(8)	6.8(8)	6.0(8)



T A B L A 3 . 4

CONCENTRACION DE O<sub>2</sub> (part/cm<sup>3</sup>). (En paréntesis la potencia de diez)

T <sub>∞</sub>	h(Km)	<u>150</u>	<u>160</u>	<u>170</u>	<u>180</u>	<u>190</u>	<u>200</u>	<u>210</u>	<u>220</u>	<u>230</u>	<u>240</u>
800		2.4(9)	1.2(9)	6.4(8)	3.6(8)	2.1(8)	1.2(8)	7.3(7)	4.4(7)	2.7(7)	1.7(7)
10		2.4	1.2	6.5	3.7	2.2	1.2	7.6	4.6	2.8	1.8
20		2.5	1.2	6.6	3.8	2.2	1.3	7.8	4.8	3.0	1.9
30		2.5	1.3	6.8	3.8	2.3	1.3	8.1	5.1	3.2	2.0
40		2.5	1.3	6.9	3.9	2.3	1.4	8.4	5.3	3.3	2.1
50		2.6	1.3	7.0	4.0	2.4	1.4	8.6	5.5	3.4	2.2
60		2.6	1.3	7.1	4.1	2.5	1.4	8.9	5.7	3.6	2.3
70		2.6	1.3	7.2	4.2	2.5	1.5	9.2	5.9	3.8	2.4
80		2.6	1.4	7.4	4.2	2.6	1.5	9.5	6.2	3.9	2.5
90		2.7	1.4	7.5	4.3	2.6	1.6	9.7	6.4	4.0	2.6
900		2.7(9)	1.4(9)	7.6(8)	4.4(8)	2.7(8)	1.6(8)	1.0(8)	6.6(7)	4.2(7)	2.7(7)
10		2.7	1.4	7.7	4.5	2.8	1.6	1.0	6.8	4.4	2.8
20		2.7	1.4	7.8	4.6	2.8	1.7	1.1	7.1	4.5	2.0
30		2.8	1.4	8.0	4.7	2.9	1.7	1.1	7.3	4.7	3.1
40		2.8	1.4	8.1	4.8	2.9	1.7	1.1	7.5	4.9	3.2
50		2.8	1.4	8.2	4.8	3.0	1.8	1.2	7.8	5.0	3.4
60		2.8	1.5	8.3	4.9	3.1	1.8	1.2	8.0	5.2	3.5
70		2.8	1.5	8.4	5.0	3.1	1.8	1.2	8.2	5.4	3.6
80		2.9	1.5	8.6	5.1	3.2	1.8	1.2	8.4	5.6	3.7
90		2.9	1.5	8.7	5.2	3.2	1.9	1.3	8.7	5.7	3.9
1000		2.9(9)	1.5(9)	8.8(8)	5.3(8)	3.3(8)	2.1(8)	1.3(8)	8.9(7)	5.9(7)	4.0(7)
10		2.9	1.5	8.9	5.4	3.4	2.1	1.3	9.1	6.1	4.1
20		2.9	1.5	9.0	5.4	3.4	2.2	1.4	9.3	6.3	4.3
30		3.0	1.6	9.1	5.5	3.4	2.2	1.4	9.5	6.4	4.4
40		3.0	1.6	9.2	5.6	3.5	2.3	1.5	9.7	6.6	4.6
50		3.0	1.6	9.3	5.6	3.6	2.3	1.5	2.0(8)	6.8	4.7
60		3.0	1.6	9.4	5.7	3.6	2.3	1.5	1.0	7.0	4.8
70		3.0	1.6	9.5	5.8	3.6	2.4	1.6	1.0	7.2	5.0
80		3.1	1.7	9.6	5.9	3.7	2.4	1.6	1.0	7.3	5.1
90		3.1	1.7	9.7	5.9	3.8	2.5	1.7	1.1	7.5	5.3
1100		3.1(9)	1.7(9)	9.8(8)	6.0(8)	3.8(8)	2.5(8)	1.7(8)	1.1(8)	7.7(7)	5.4(7)
10		3.1	1.7	9.9	6.1	3.9	2.5	1.7	1.1	7.9	5.5
20		3.1	1.7	1.0(9)	6.1	3.9	2.6	1.8	1.2	8.1	5.7
30		3.2	1.7	1.0	6.2	4.0	2.6	1.8	1.2	8.3	5.8
40		3.2	1.7	1.0	6.3	4.0	2.7	1.8	1.2	8.5	6.0
50		3.2	1.8	1.0	6.4	4.1	2.7	1.8	1.2	8.6	6.1
60		3.2	1.8	1.0	6.4	4.2	2.7	1.9	1.3	8.8	6.2
70		3.2	1.8	1.1	6.5	4.2	2.8	1.9	1.3	9.0	6.4
80		3.3	1.8	1.1	6.6	4.3	2.8	1.9	1.3	9.2	6.5
90		3.3	1.8	1.1	6.6	4.3	2.9	2.0	1.4	9.4	6.7
1200		3.3(9)	1.8(9)	1.1(9)	6.7(8)	4.4(8)	2.9(8)	2.0(8)	1.4(8)	9.6(7)	6.8(7)
10		3.3	1.8	1.1	6.8	4.4	2.9	2.0	1.4	9.8	7.0
20		3.3	1.8	1.1	6.8	4.5	3.0	2.1	1.4	1.0(8)	7.1
30		3.4	1.8	1.1	6.9	4.5	3.0	2.1	1.5	1.0	7.3
40		3.4	1.8	1.1	7.0	4.6	3.1	2.1	1.5	1.0	7.4
50		3.4	1.8	1.2	7.0	4.6	3.1	2.2	1.5	1.1	7.6
60		3.4	1.9	1.2	7.1	4.6	3.1	2.2	1.5	1.1	7.8
70		3.4	1.9	1.2	7.2	4.7	3.2	2.2	1.5	1.1	7.9
80		3.5	1.9	1.2	7.3	4.7	3.2	2.2	1.6	1.1	8.1
90		3.5	1.9	1.2	7.3	4.8	3.3	2.3	1.6	1.2	8.2
1300		3.5(9)	1.9(9)	1.2(9)	7.4(8)	4.8(8)	3.3(8)	2.3(8)	1.6(8)	1.2(8)	8.4(7)



T A B L A 3 . 4 (con tinuación)

$T_{\infty}$ h(°Km)	<u>250</u>	<u>260</u>	<u>270</u>	<u>280</u>	<u>290</u>	<u>300</u>	<u>310</u>	<u>320</u>	<u>330</u>
800	1.1(7)	6.7(6)	4.2(6)	2.7(6)	1.7(6)	1.1(6)	7.1(5)	4.6(5)	3.0(5)
10	1.2	7.2	4.6	3.0	1.9	1.2	8.0	5.2	3.4
20	1.2	7.8	4.9	3.2	2.1	1.4	8.9	5.7	3.9
30	1.3	8.3	5.3	3.4	2.2	1.5	9.8	6.2	4.3
40	1.4	8.8	5.7	3.7	2.4	1.6	1.1(6)	6.8	4.7
50	1.4	9.4	6.0	4.0	2.6	1.8	1.2	7.4	5.2
60	1.5	9.9	6.4	4.2	2.8	1.9	1.2	7.9	5.6
70	1.6	1.0(7)	6.8	4.4	3.0	2.0	1.3	8.4	6.0
80	1.7	1.1	7.2	4.7	3.1	2.1	1.4	9.0	6.4
90	1.7	1.1	7.5	5.0	3.3	2.3	1.5	9.6	6.9
900	1.8(7)	1.2(7)	7.9(6)	5.2(6)	3.5(6)	2.4(6)	1.6(6)	1.0(6)	7.3(5)
10	1.9	1.3	8.4	5.6	3.8	2.6	1.7	1.1	8.1
20	2.0	1.3	8.9	5.9	4.0	2.8	1.9	1.2	8.8
30	2.1	1.4	9.4	6.3	4.3	3.0	2.0	1.3	9.6
40	2.2	1.4	9.9	6.6	4.6	3.2	2.2	1.4	1.0(6)
50	2.2	1.5	1.0(7)	7.0	4.8	3.4	2.3	1.6	1.1
60	2.3	1.6	1.1	7.4	5.1	3.5	2.4	1.7	1.2
70	2.4	1.6	1.1	7.7	5.4	3.7	2.6	1.8	1.3
80	2.5	1.7	1.2	8.1	5.7	3.9	2.7	1.9	1.3
90	2.6	1.7	1.2	8.4	5.9	4.1	2.9	2.0	1.4
1000	2.7(7)	1.8(7)	1.3(7)	8.8(6)	6.2(6)	4.3(6)	3.0	2.1(6)	1.5(6)
10	2.8	1.9	1.4	9.2	6.5	4.6	3.2	2.2	1.6
20	2.9	2.0	1.4	9.6	6.9	4.8	3.4	2.4	1.7
30	3.0	2.0	1.5	1.0(7)	7.2	5.1	3.6	2.6	1.8
40	3.1	2.1	1.5	1.0	7.6	5.3	3.8	2.7	1.9
50	3.2	2.2	1.6	1.1	7.9	5.6	4.0	2.8	2.0
60	3.4	2.3	1.7	1.1	8.2	5.9	4.2	3.0	2.2
70	3.5	2.2	1.7	1.2	8.6	6.1	4.4	3.2	2.3
80	3.6	3.4	1.8	1.2	8.9	6.4	4.6	3.3	2.4
90	3.7	2.5	1.8	1.3	9.3	6.6	4.8	3.4	2.5
1100	3.8(7)	2.6(7)	1.9(7)	1.3(7)	9.6(6)	6.9(6)	5.0(6)	3.6(6)	2.6(6)
10	3.9	2.7	2.0	1.4	1.0(7)	7.2	5.3	3.8	2.8
20	4.0	2.8	2.0	1.4	1.0	7.5	5.5	4.0	2.9
30	4.1	2.9	2.1	1.5	1.1	7.8	5.8	4.2	3.1
40	4.2	3.0	2.2	1.5	1.1	8.1	6.0	4.4	3.2
50	4.4	3.1	2.2	1.6	1.2	8.4	6.3	4.6	3.4
60	4.5	3.2	2.3	1.7	1.2	8.8	6.6	4.8	3.6
70	4.6	3.3	2.4	1.7	1.3	9.1	6.8	5.0	3.7
80	4.7	3.4	2.5	1.8	1.3	9.4	7.1	5.2	3.9
90	4.8	3.5	2.5	1.8	1.4	9.7	7.3	5.4	4.0
1200	4.9(7)	3.6(7)	2.6(7)	1.9(7)	1.4(7)	1.0(7)	7.6(6)	5.6(6)	4.2(6)
10	5.0	3.7	2.7	2.0	1.4	1.0	7.9	5.8	4.4
20	5.1	3.8	2.8	2.0	1.5	1.1	8.3	6.1	4.6
30	5.3	3.9	2.8	2.1	1.6	1.1	8.6	6.4	4.8
40	5.4	4.0	2.9	2.1	1.6	1.2	9.0	6.6	5.0
50	5.5	4.0	3.0	2.2	1.6	1.2	9.3	6.8	5.2
60	5.6	4.1	3.1	2.3	1.7	1.2	9.6	7.1	5.4
70	5.7	4.2	3.2	2.3	1.8	1.3	1.0(7)	7.4	5.6
80	5.9	4.3	3.2	2.4	1.8	1.3	1.0	7.6	5.8
90	6.0	4.4	3.3	2.4	1.8	1.4	1.1	7.8	6.0
1300	6.1(7)	4.5(7)	3.4(7)	2.5(7)	1.9(7)	1.4(7)	1.1(7)	8.1(6)	6.2(6)



T A B L A 3 . 4 (continuación)

$T_{\infty}$ h(°Km)	<u>340</u>	<u>350</u>	<u>360</u>	<u>370</u>	<u>380</u>	<u>390</u>	<u>400</u>	<u>410</u>	<u>420</u>
800	1.9(5)	1.2(5)	8.2(4)	5.3(4)	3.5(4)	2.3(4)	1.5(4)	1.1(4)	6.5(3)
10	2.2	1.4	9.7	6.4	4.2	2.8	1.9	1.4	8.2
20	2.5	1.6	1.1(4)	7.4	5.0	3.3	2.2	1.6	1.0(4)
30	2.8	1.9	1.3	8.5	5.8	3.8	2.6	1.9	1.2
40	3.1	2.1	1.4	9.6	6.5	4.3	2.9	2.2	1.4
50	3.4	2.3	1.6	1.1(5)	7.2	4.8	3.3	2.4	1.5
60	3.8	2.5	1.7	1.2	8.0	5.4	3.7	2.7	1.7
70	4.1	2.7	1.8	1.3	8.8	5.9	4.0	3.0	1.9
80	4.4	3.0	2.0	1.4	9.5	6.4	4.4	3.3	2.0
90	4.7	3.2	2.2	1.5	1.0(5)	6.9	4.7	3.5	2.2
900	5.0(5)	3.4(5)	2.3(5)	1.6(5)	1.5(5)	7.4(4)	5.1(4)	3.8(4)	2.4(4)
10	5.5	3.8	2.6	1.8	1.2	8.6	5.9	4.4	2.8
20	6.0	4.2	2.9	2.0	1.4	9.7	6.7	5.0	3.3
30	6.5	4.6	3.2	2.2	1.6	1.5(5)	7.5	5.7	3.8
40	7.0	5.0	3.5	2.4	1.7	1.2	8.3	6.3	4.2
50	7.5	5.4	3.8	2.6	1.8	1.3	9.0	6.9	4.6
60	8.0	5.8	4.1	2.9	2.0	1.4	9.8	7.5	5.1
70	8.5	6.2	4.4	3.1	2.2	1.6	1.1(5)	8.1	5.6
80	9.0	6.6	4.7	3.3	2.3	1.7	1.1	8.8	6.0
90	9.5	7.0	5.0	3.5	2.4	1.8	1.2	9.4	6.4
1000	1.0(6)	7.4(5)	5.3(5)	3.7(5)	2.6(5)	1.9(5)	1.3(5)	1.0(5)	6.9(4)
10	1.1	8.1	5.8	4.1	2.9	2.1	1.5	1.1	7.8
20	1.2	8.7	6.2	4.5	3.2	2.3	1.6	1.2	8.7
30	1.3	9.4	6.7	4.8	3.5	2.5	1.8	1.4	9.6
40	1.4	1.0(6)	7.2	5.2	3.8	2.7	1.9	1.5	1.0(5)
50	1.4	1.1	7.6	5.6	4.0	2.9	2.1	1.6	1.1
60	1.5	1.1	8.1	6.0	4.3	3.2	2.3	1.7	1.2
70	1.6	1.2	8.6	6.4	4.6	3.4	2.4	1.8	1.3
80	1.7	1.3	9.1	6.7	4.9	3.6	2.6	2.0	1.4
90	1.8	1.3	9.5	7.1	5.2	3.8	2.7	2.1	1.5
1100	1.9(6)	1.4(6)	1.0(6)	7.5(5)	5.5(5)	4.0(5)	2.9(5)	2.2(5)	1.6(5)
10	2.0	1.5	1.1	8.0	5.9	4.3	3.2	2.4	1.8
20	2.1	1.6	1.2	8.6	6.4	4.7	3.4	2.6	1.9
30	2.3	1.7	1.2	9.2	6.8	5.0	3.7	2.9	2.1
40	2.4	1.8	1.3	9.7	7.3	5.4	4.0	3.1	2.2
50	2.5	1.8	1.4	1.0	7.7	5.7	4.2	3.3	2.4
60	2.6	1.9	1.5	1.1	8.1	6.0	4.5	3.5	2.6
70	2.7	2.0	1.6	1.1	8.6	6.4	4.8	3.7	2.7
80	2.9	2.1	1.6	1.2	9.0	6.7	5.1	4.0	2.9
90	3.0	2.2	1.7	1.2	9.5	7.1	5.3	4.2	3.0
1200	3.1(6)	2.3(6)	1.8(6)	1.3(6)	9.9(5)	7.4(5)	5.6(5)	4.4(5)	3.2(5)
10	3.3	2.4	1.9	1.4	1.0(6)	7.9	6.0	4.7	3.4
20	3.4	2.6	2.0	1.5	1.1	8.3	6.4	5.0	3.7
30	3.6	2.7	2.1	1.5	1.2	8.8	6.8	5.4	4.0
40	3.7	2.8	2.2	1.6	1.2	9.2	7.2	5.7	4.2
50	3.9	3.0	2.3	1.7	1.3	9.7	7.6	6.0	4.4
60	4.1	3.1	2.4	1.8	1.4	1.0(6)	8.0	6.3	4.7
70	4.2	3.2	2.5	1.9	1.4	1.0	8.4	6.6	5.0
80	4.4	3.3	2.6	1.9	1.5	1.1	8.8	7.0	5.2
90	4.5	3.5	2.7	2.0	1.5	1.1	9.2	7.3	5.4
1300	4.7(6)	3.6(6)	2.8(6)	2.1(6)	1.6(6)	1.2(6)	9.6(5)	7.6(5)	5.7(5)



T A B L A 3 . 5

CONCENTRACION DE N<sub>2</sub> (par  $\sqrt{\text{cm}^3}$ ). (En paréntesis la potencia de diez)

T <sub>∞</sub>	h <sup>*</sup> (Km)	150	160	170	180	190	200	210	220	230
800		2.3(10)	1.2(10)	7.2(9)	4.3(9)	2.6(9)	1.6(9)	1.0(9)	6.8(8)	4.4(8)
10		2.3(10)	1.2(10)	7.3(9)	4.4(9)	2.7	1.6	1.0	7.1	4.6
20		2.3(10)	1.2(10)	7.4(9)	4.5(9)	2.7	1.7	1.1	7.3	4.8
30		2.3(10)	1.2(10)	7.5(9)	4.5(9)	2.8	1.8	1.1	7.6	5.0
40		2.3(10)	1.2(10)	7.6(9)	4.6(9)	2.9	1.8	1.2	7.9	5.2
50		2.4(10)	1.3(10)	7.7(9)	4.7(9)	3.0	1.8	1.2	8.2	5.4
60		2.4(10)	1.3(10)	7.9(9)	4.8(9)	3.0	1.9	1.2	8.4	5.6
70		2.4(10)	1.3(10)	8.0(9)	4.9(9)	3.1	2.0	1.3	8.7	5.8
80		2.4(10)	1.3(10)	8.1(9)	4.9(9)	3.2	2.0	1.3	9.0	6.0
90		2.4(10)	1.3(10)	8.2(9)	5.0(9)	3.2	2.0	1.4	9.2	6.2
900		2.5(10)	1.4(10)	8.3(9)	5.1(9)	3.3(9)	2.1(9)	1.4(9)	9.5(8)	6.4(8)
10		2.5(10)	1.4(10)	8.4(9)	5.2(9)	3.4	2.2	1.4	9.8(8)	6.6
20		2.5(10)	1.4(10)	8.5(9)	5.3(9)	3.4	2.2	1.5	1.0(9)	6.8
30		2.5(10)	1.4(10)	8.6(9)	5.3(9)	3.4	2.2	1.5	1.0	7.1
40		2.5(10)	1.4(10)	8.7(9)	5.4(9)	3.5	2.3	1.6	1.0	7.3
50		2.6(10)	1.4(10)	8.8(9)	5.5(9)	3.6	2.4	1.6	1.1	7.5
60		2.6(10)	1.4(10)	8.9(9)	5.6(9)	3.6	2.4	1.6	1.1	7.7
70		2.6(10)	1.4(10)	9.0(9)	5.7(9)	3.6	2.4	1.7	1.1	7.9
80		2.6(10)	1.4(10)	9.1(9)	5.7(9)	3.7	2.5	1.7	1.2	8.2
90		2.6(10)	1.4(10)	9.2(9)	5.8(9)	3.8	2.6	1.8	1.2	8.4
1000		2.7(10)	1.5(10)	9.3(9)	5.9(9)	3.8(9)	2.6(9)	1.8(9)	1.2(9)	8.6(8)
10		2.7(10)	1.5(10)	9.4(9)	6.0(9)	3.9	2.6	1.8	1.2	8.8
20		2.7(10)	1.5(10)	9.4(9)	6.0(9)	3.9	2.7	1.9	1.3	9.1
30		2.7(10)	1.5(10)	9.5(9)	6.1(9)	4.0	2.7	1.9	1.3	9.3
40		2.7(10)	1.5(10)	9.6(9)	6.2(9)	4.0	2.8	1.9	1.3	9.6
50		2.8(10)	1.5(10)	9.6(9)	6.2(9)	4.1	2.8	2.0	1.4	9.8
60		2.8(10)	1.6(10)	9.7(9)	6.3(9)	4.2	2.8	2.0	1.4	1.0(9)
70		2.8(10)	1.6(10)	9.8(9)	6.4(9)	4.2	2.9	2.0	1.4	1.0(9)
80		2.8(10)	1.6(10)	9.9(9)	6.5(9)	4.3	2.9	2.0	1.4	1.0(9)
90		2.8(10)	1.6(10)	9.9(9)	6.5(9)	4.3	3.0	2.1	1.5	1.1(9)
1100		2.9(10)	1.6(10)	1.0(10)	6.6(9)	4.4(9)	3.0(9)	2.1(9)	1.5(9)	1.1(9)
10		2.9(10)	1.6(10)	1.0(10)	6.7(9)	4.4	3.0	2.1	1.5	1.1
20		2.9(10)	1.6(10)	1.0(10)	6.7(9)	4.5	3.1	2.2	1.6	1.1
30		2.9(10)	1.6(10)	1.0(10)	6.8(9)	4.6	3.1	2.2	1.6	1.2
40		2.9(10)	1.6(10)	1.0(10)	6.8(9)	4.6	3.2	2.2	1.6	1.2
50		2.9(10)	1.7(10)	1.1(10)	6.9(9)	4.6	3.2	2.2	1.6	1.2
60		3.0(10)	1.7(10)	1.1(10)	7.0(9)	4.7	3.2	2.3	1.7	1.2
70		3.0(10)	1.7(10)	1.1(10)	7.0(9)	4.8	3.3	2.3	1.7	1.2
80		3.0(10)	1.7(10)	1.1(10)	7.1(9)	4.8	3.3	2.3	1.7	1.3
90		3.0(10)	1.7(10)	1.1(10)	7.1(9)	4.8	3.4	2.4	1.8	1.3
1200		3.0(10)	1.8(10)	1.1(10)	7.2(9)	4.9(9)	3.4(9)	2.4(9)	1.8(9)	1.3(9)
10		3.0(10)	1.9(10)	1.2(10)	7.2(9)	4.9	3.4	2.4	1.8	1.3
20		3.0(10)	1.9(10)	1.2(10)	7.3(9)	5.0	3.5	2.5	1.8	1.3
30		3.0(10)	2.0(10)	1.3(10)	7.4(9)	5.0	3.5	2.5	1.9	1.4
40		3.0(10)	2.0(10)	1.4(10)	7.4(9)	5.1	3.6	2.5	1.9	1.4
50		3.1(10)	2.1(10)	1.4(10)	7.4(9)	5.1	3.6	2.6	1.9	1.4
60		3.1(10)	2.2(10)	1.5(10)	7.5(9)	5.1	3.6	2.6	1.9	1.4
70		3.1(10)	2.2(10)	1.6(10)	7.6(9)	5.2	3.7	2.6	1.9	1.4
80		3.1(10)	2.3(10)	1.7(10)	7.6(9)	5.2	3.7	2.6	2.0	1.5
90		3.1(10)	2.3(10)	1.7(10)	7.6(9)	5.3	3.8	2.7	2.0	1.5
1300		3.2(10)	2.4(10)	1.8(10)	7.7(9)	5.3(9)	3.8(9)	2.7(9)	2.0(9)	1.5(9)



T A B L A 3 . 5 (continuación)

$T_{\infty}$	$h^{\wedge}$ (Km)	<u>240</u>	<u>250</u>	<u>260</u>	<u>270</u>	<u>280</u>	<u>290</u>	<u>300</u>	<u>310</u>	<u>320</u>
800		2.9(8)	1.9(8)	1.3(8)	8.7(7)	5.8(7)	3.9(7)	2.7(7)	1.8(7)	1.2(7)
	10	3.0	2.0	1.4	9.3	6.2	4.2	2.9	2.0	1.3
	20	3.2	2.1	1.5	1.0(8)	6.6	4.6	3.2	2.2	1.5
	30	3.4	2.2	1.5	1.0(8)	7.1	4.9	3.4	2.3	1.6
	40	3.5	2.3	1.6	1.1(8)	7.5	5.3	3.7	2.5	1.8
	50	3.6	2.4	1.7	1.2(8)	7.9	5.6	3.9	2.7	1.9
	60	3.8	2.6	1.8	1.2(8)	8.3	5.9	4.1	2.9	2.0
	70	4.0	2.7	1.9	1.3(8)	8.7	6.3	4.4	3.1	2.2
	80	4.1	2.8	1.9	1.4(8)	9.2	6.6	4.6	3.2	2.3
	90	4.2	2.9	2.0	1.4(8)	9.6	7.0	4.9	3.4	2.5
900		4.4(8)	3.0(8)	2.1(8)	1.5(8)	1.0(8)	7.3(7)	5.1(7)	3.6(7)	2.6(7)
	10	4.6	3.1	2.2	1.6	1.1	7.8	5.4	3.9	2.8
	20	4.7	3.3	2.3	1.6	1.1	8.2	5.8	4.1	3.0
	30	4.9	3.4	2.4	1.7	1.2	8.7	6.1	4.4	3.2
	40	5.0	3.5	2.5	1.8	1.2	9.2	6.5	4.6	3.4
	50	5.2	3.6	2.6	1.8	1.3	9.6	6.8	4.9	3.6
	60	5.4	3.8	2.7	1.9	1.4	1.0(8)	7.1	5.2	3.8
	70	5.5	3.9	2.8	2.0	1.4	1.1(8)	7.5	5.4	4.0
	80	5.7	4.0	2.9	2.1	1.5	1.1(8)	7.8	5.7	4.2
	90	5.8	4.2	3.0	2.1	1.5	1.2(8)	8.2	5.9	4.4
1000		6.0(8)	4.3(8)	3.1(8)	2.2(8)	1.6(8)	1.2(8)	8.5(7)	6.2(7)	4.6(7)
	10	6.2	4.4	3.2	2.3	1.7	1.2	9.0	6.5	4.9
	20	6.4	4.6	3.3	2.4	1.7	1.3	9.4	6.9	5.1
	30	6.5	4.7	3.4	2.5	1.8	1.4	9.8	7.2	5.4
	40	6.7	4.9	3.5	2.6	1.9	1.4	1.0(8)	7.6	5.7
	50	6.9	5.0	3.7	2.6	2.0	1.4	1.1(8)	7.9	6.0
	60	7.1	5.1	3.8	2.7	2.0	1.5	1.1(8)	8.2	6.2
	70	7.3	5.3	3.9	2.8	2.1	1.6	1.2(8)	8.6	6.5
	80	7.4	5.4	4.0	2.9	2.2	1.6	1.2(8)	8.9	6.8
	90	7.6	5.6	4.1	3.0	2.2	1.6	1.2(8)	9.3	7.0
1100		7.8(8)	5.7(8)	4.2(8)	3.1(8)	2.3(8)	1.7(8)	1.3(8)	9.6(7)	7.3(7)
	10	8.0	5.8	4.3	3.2	2.4	1.8	1.4	1.0(8)	7.6
	20	8.1	6.0	4.4	3.3	2.5	1.8	1.4	1.0	7.8
	30	8.3	6.1	4.5	3.4	2.5	1.9	1.4	1.1	8.1
	40	8.5	6.3	4.6	3.5	2.6	1.9	1.5	1.1	8.4
	50	8.6	6.4	4.8	3.6	2.7	2.0	1.6	1.2	8.6
	60	8.8	6.5	4.9	3.6	2.8	2.1	1.6	1.2	8.9
	70	9.0	6.7	5.0	3.7	2.9	2.1	1.6	1.3	9.2
	80	9.2	6.8	5.1	3.8	2.9	2.2	1.7	1.3	9.5
	90	9.3	7.0	5.2	3.9	3.0	2.2	1.8	1.4	9.7
1200		9.5(8)	7.1(8)	5.3(8)	4.0(8)	3.1(8)	2.3(8)	1.8(8)	1.4(8)	1.0(8)
	10	9.6	7.2	5.4	4.1	3.2	2.4	1.9	1.4	1.0
	20	9.8	7.4	5.5	4.2	3.3	2.4	1.9	1.5	1.1
	30	1.0(9)	7.5	5.7	4.3	3.3	2.5	2.0	1.5	1.1
	40	1.0(9)	7.7	5.8	4.4	3.4	2.6	2.0	1.6	1.2
	50	1.0(9)	7.8	5.9	4.5	3.5	2.6	2.1	1.6	1.2
	60	1.0(9)	7.9	6.0	4.6	3.6	2.7	2.2	1.6	1.2
	70	1.0(9)	8.1	6.1	4.7	3.7	2.8	2.2	1.7	1.3
	80	1.1(9)	8.2	6.3	4.8	3.7	2.9	2.3	1.7	1.3
	90	1.1(9)	8.4	6.4	4.9	3.8	2.9	2.3	1.8	1.4
1300		1.1(9)	8.5(8)	6.5(8)	5.0(8)	3.9(8)	3.0(8)	2.4(8)	1.8(8)	1.4(8)



T A B L A 3 . 5 (continuación)

$T_{\infty}$	$h^{\wedge}$ (Km)	330	340	350	360	370	380	390	400	410	420
800		8.4(6)	5.8(6)	4.0(6)	7.7(6)	1.9(6)	1.3(6)	8.9(5)	6.2(5)	4.6(5)	3.0(6)
10		9.4	6.5	4.5	3.1	2.2	1.5	1.0(6)	7.8	6.1	4.5
20		1.0(7)	7.2	5.1	3.5	2.5	1.7	1.2	9.4	7.7	6.0
30		1.1(7)	8.0	5.6	3.9	2.8	1.9	1.4	1.1(6)	9.2	7.5
40		1.2(7)	8.7	6.2	4.3	3.1	2.1	1.5	1.2	1.1(6)	9.0
50		1.3(7)	9.4	6.7	4.7	3.4	2.4	1.7	1.4	1.2	1.0(6)
60		1.4(7)	1.0(7)	7.2	5.1	3.6	2.6	1.8	1.6	1.4	1.2
70		1.5(7)	1.1(7)	7.8	5.5	3.9	2.8	2.0	1.7	1.5	1.4
80		1.6(7)	1.2(7)	8.3	5.9	4.2	3.0	2.2	1.9	1.7	1.5
90		1.7(7)	1.2(7)	8.9	6.3	4.5	3.2	2.3	2.0	1.8	1.6
900		1.8(7)	1.3(7)	9.4(6)	6.7(6)	4.8(6)	3.4(6)	2.5(6)	2.2(6)	2.0(6)	1.8(6)
10		2.0	1.4	1.0(7)	7.4	5.3	3.8	2.8	2.4	2.1	1.8
20		2.1	1.5	1.1(7)	8.2	5.8	4.2	3.1	2.6	2.2	1.9
30		2.3	1.7	1.2(7)	8.9	6.4	4.6	3.4	2.8	2.4	2.0
40		2.4	1.8	1.3(7)	9.6	6.9	5.0	3.7	3.0	2.5	2.0
50		2.6	1.9	1.4(7)	1.0(7)	7.4	5.4	4.0	3.2	2.6	2.0
60		2.8	2.0	1.4(7)	1.1	7.9	5.0	4.3	3.3	3.7	2.1
70		2.9	2.1	1.5(7)	1.2	8.4	6.2	4.6	3.5	2.8	2.2
80		3.1	2.3	1.7(7)	1.2	9.0	6.6	4.9	3.7	3.0	2.2
90		3.2	2.4	1.7(7)	1.3	9.5	7.0	5.2	3.9	3.1	2.2
1000		3.4(7)	2.5(7)	1.8(7)	1.4(7)	1.0(7)	7.4(6)	5.5(6)	4.1(6)	3.2(6)	2.3(6)
10		3.6	2.7	1.9	1.5	1.1	8.1	6.0	4.5	3.5	2.5
20		3.8	2.8	2.1	1.6	1.2	8.7	6.6	4.9	3.8	2.8
30		4.0	3.0	2.2	1.7	1.2	9.4	7.2	5.3	4.2	3.0
40		4.2	3.2	2.4	1.8	1.3	1.0(7)	7.7	5.7	4.5	3.3
50		4.4	3.4	2.5	1.9	1.4	1.1	8.2	6.1	4.8	3.5
60		4.7	3.5	2.6	2.0	1.5	1.1	8.8	6.5	5.1	3.7
70		4.9	3.7	2.8	2.1	1.6	1.2	9.4	6.9	5.4	4.0
80		5.1	3.9	2.9	2.2	1.6	1.3	9.9	7.3	5.8	4.2
90		5.3	4.0	3.1	2.3	1.7	1.3	1.0(7)	7.7	6.1	4.5
1100		5.5(7)	4.2(7)	3.2(7)	2.4(7)	1.8(7)	1.4(7)	1.1(7)	8.1(6)	6.4(6)	4.7(6)
10		5.8	4.4	3.4	2.5	1.9	1.5	1.2	8.7	6.9	5.1
20		6.0	4.6	3.5	2.7	2.0	1.6	1.2	9.3	7.3	5.5
30		6.3	4.8	3.7	2.8	2.2	1.7	1.3	9.9	7.8	5.9
40		6.6	5.0	3.9	3.0	2.3	1.8	1.4	1.0	5.2	6.3
50		6.8	5.2	4.0	3.1	2.4	1.8	1.4	1.1	8.7	6.6
60		7.1	5.5	4.2	3.2	2.5	1.9	1.5	1.2	9.2	7.0
70		7.4	5.7	4.4	3.4	2.6	2.0	1.6	1.2	9.6	7.4
80		7.7	5.9	4.6	3.5	2.8	2.1	1.7	1.3	1.0(7)	7.8
90		7.9	6.1	4.7	3.7	2.9	2.2	1.7	1.3	1.0	8.2
1200		8.2(7)	6.3(7)	5.9(7)	3.8(7)	3.0(7)	2.3(7)	1.8(7)	1.4(7)	1.1(7)	8.6(6)
10		8.5	6.6	5.1	4.0	3.1	2.4	1.9	1.5	1.2	9.1
20		8.8	6.8	5.3	4.2	3.3	2.5	2.0	1.6	1.2	9.7
30		9.0	7.1	5.6	4.3	3.4	2.7	2.1	1.6	1.3	1.0(7)
40		9.3	7.4	5.8	4.5	3.6	2.8	2.2	1.7	1.4	1.1
50		9.6	7.6	6.0	4.7	3.7	2.9	2.3	1.8	1.4	1.1
60		9.9	7.9	6.2	4.9	3.8	3.0	2.4	1.9	1.5	1.2
70		1.0(8)	8.2	6.4	5.1	4.0	3.1	2.5	2.0	1.6	1.2
80		1.0(8)	8.5	6.7	5.2	4.1	3.3	2.6	2.0	1.7	1.3
90		1.1(8)	8.7	6.9	5.4	4.3	3.4	2.7	2.1	1.7	1.3
1300		1.1(8)	9.0(7)	7.1(7)	5.6(7)	4.4(7)	3.5(7)	2.8(7)	2.2(7)	1.8(7)	1.4(7)



### 3.4.- REPRESENTACION DE CURVAS.

Se han representado tres grupos de curvas, correspondiendo, el primero, a la emisión en  $6300 \text{ \AA}$  del oxígeno atómico atmosférico; el segundo, a las alturas virtual y del máximo de concentración electrónica de la capa F 2, y el tercero, a la frecuencia crítica ordinaria de dicha capa. En el primer grupo se representan para cada día dos curvas, indicando con trazo grueso la emisión real en  $6300 \text{ \AA}$  (QR), es decir, la intensidad medida en las curvas fotométricas; y con trazo fino, la emisión predicha con el modelo de Barbier (QT). En algunos casos, la curva de emisión teórica (QT) ha sido interpolada, lo cual se especifica mediante trazos. Las porciones interpoladas de QT se han obtenido mediante la interpolación de los valores de  $f_o F 2$  cuando se carecía de éstos, pero siempre que se conocieran los valores correspondientes de  $h'F$ . Dada la dependencia exponencial, los valores de QT están gobernados fundamentalmente por los de  $h'F$ , por lo que las interpolaciones nos dan una idea bastante aproximada de las variaciones de QT. No obstante, estas zonas interpoladas no han sido incluidas en los análisis que hemos realizado.

En el segundo grupo de curvas, las de trazo grueso indican la variación de  $h'F$ , mientras que las de trazo fino corresponden a  $h_p$ . La causa de la frecuente falta de valores de  $h_p$  consiste en la dificultad de determinar en los ionogramas la porción intermedia del trazo correspondiente a la frecuencia crítica ordinaria, donde ha de medirse  $h_p$ , como consecuencia de la presencia de interferencias y ruido de los aparatos. En este grupo se incluyen también las variaciones mensuales de la altura virtual.

El tercer grupo recoge, como ya hemos indicado, la representación de los valores de  $F_o F 2$  de los días seleccionados, y sus variaciones mensuales.



En todas las gráficas se han incluido una flecha al principio y final de la noche con el fin de poder establecer la posible influencia solar. Las flechas dirigidas hacia abajo, ↓, indican la puesta del Sol, y las dirigidas hacia arriba, ↑, su salida. Las cruzadas con un trazo, ↑ ↓, están referidas a la ionosfera correspondiente al punto magnéticamente conjugado, mientras que las que no lo tienen, se refieren a la ionosfera local. El subíndice a indica una depresión solar de 17°,5; el b de 12°,4 y el c de 7°, 5. Las horas en que el Sol alcanza estas posiciones tanto en la ionosfera local como en la situada por encima del punto magnéticamente conjugado se han ajustado, en las gráficas, a intervalos de 15 minutos, para hacerlas corresponder con los valores de QR, también tomados cada 15 minutos como ya indicamos. La selección final de noches de estudio la hemos realizado, eligiendo aquellas que presentaban las curvas QR y QT completas o incompletas, pero con el suficiente número de puntos como para permitir el estudio en alguna zona de la noche. Con ello, el número total de noches estudiadas es de 140.

### 3.4.1.- Determinación de la curva QT

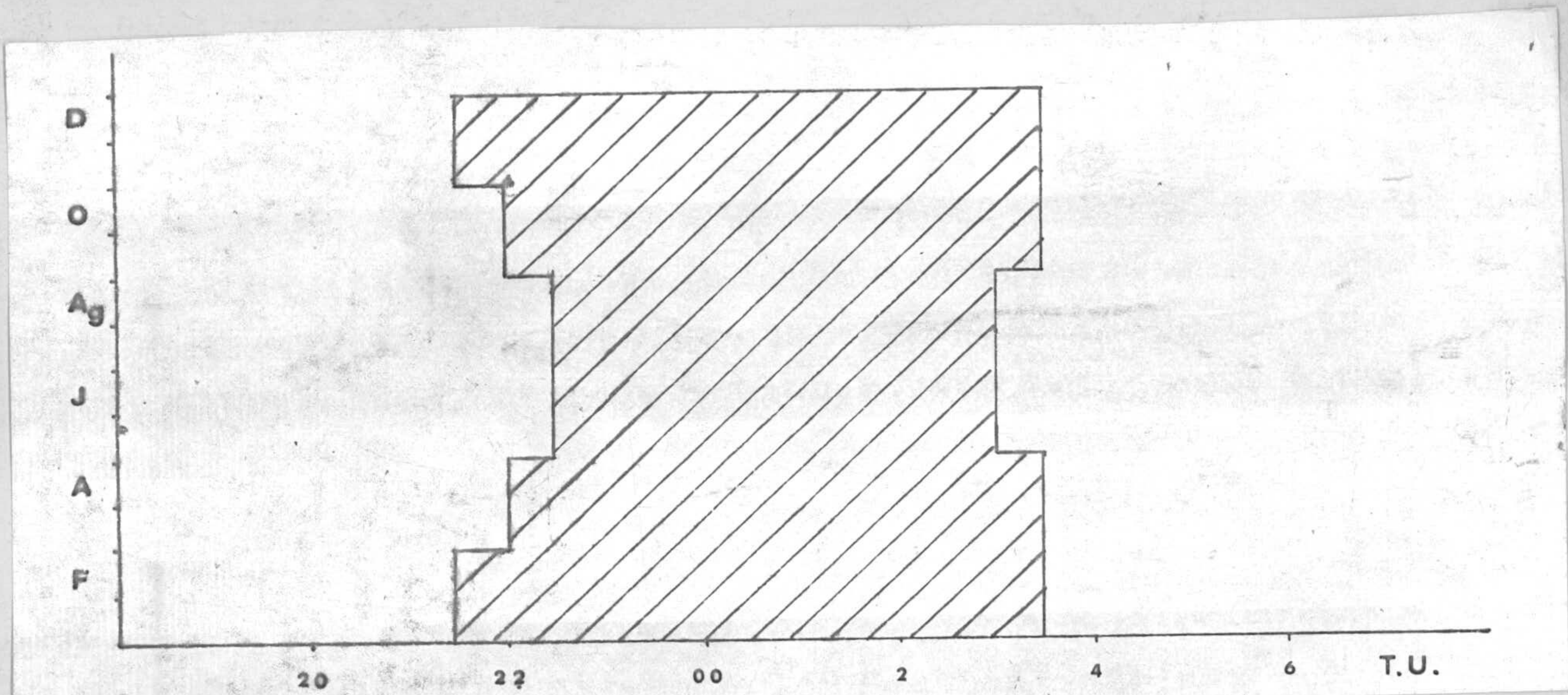
Para la obtención de los valores QT hemos seguido el siguiente proceso: Recordando que la expresión de Barbier viene dada por

$$Q = A(f_o F_2)^2 \exp \left( - \frac{h^{\circ} F - 200}{H_{32}} \right) + B \quad (1.57)$$

hemos propuesto como modelo de regresión a los valores de QR obtenidos del fotómetro, y de  $(f_o F_2)^2 \exp \left( - \frac{h^{\circ} F - 200}{H_{32}} \right)$  utilizando los parámetros medidos sobre los ionogramas, el modelo lineal, cuyos parámetros se han estimado por el método de



los mínimos cuadrados. Ahora bien, dado que en las horas centrales de la noche es la recombinación disociativa el único mecanismo sistemático origen de la emisión en  $6300 \text{ \AA}$ , como es aceptado por todos los investigadores, hemos utilizado los datos de esta zona de la noche para aplicar el modelo de regresión lineal. El intervalo tomado es variable según la época del año, dada la variación de hora de término y comienzo de las emisiones post-crepuscular y pre-crepuscular. El intervalo elegido viene indicado en el esquema siguiente:



La estimación de la pendiente y ordenada en el origen se ha realizado para cada día individualmente, determinando el coeficiente de correlación. Del conjunto de los parámetros obtenidos de este modo se han seleccionado los pertenecientes a noches cuyo coeficiente de correlación fuera igual o superior al correspondiente para el nivel de significación de  $\alpha = 0,05$  y con un  $n^\circ$  de pares de puntos  $> 6$ . Con ellos hemos calculado los valores medios de cada mes. Elegir un nivel de significación aún mayor es cierto que nos hubiese proporcionado medias mensuales con mayor número de valores, pero desde nuestro punto de vista con menos garantías, en cuanto que podrían proceder de días en que hubiesen existido mecanismos de emisión diferentes y simultáneos a la recombinación disociativa. Con es-



te criterio, por tanto, podemos descartar la posible presencia de arcos M en las noches y horas seleccionadas.

Las medias mensuales de los parámetros A y B se recogen en la figura 3.7. Con la media mensual de la constante A se han calculado para cada día y durante toda la noche los valores de QT de acuerdo con la expresión

$$QT = A (f_{\circ} F 2)^2 \exp \left( - \frac{h^{\circ} F - 200}{H_{32}} \right) \quad (.3.17)$$

Puede observarse en (3.17) que no utilizamos los valores de la ordenada en el origen al determinar los valores teóricos. La razón es porque B da cuenta de la emisión en  $6300 \text{ \AA}$  cuya procedencia no es el mecanismo de la recombinación disociativa, mientras que los valores QT indican la emisión cuyo origen es el mecanismo antes mencionado. El papel, en consecuencia, de la constante B en la expresión de Barbier, y la diferencia entre los valores QR y QT (de 3.17) es análogo: ambos nos dan la contribución a la emisión de la raya roja de otros mecanismos diferentes al anterior, o de la emisión cuyo origen no es la región  $\mathfrak{F}$ , aparte de la indeterminación experimental. No obstante, el análisis de este punto lo hemos preferido realizar, gráfica y numéricamente, a partir de la diferencia de valores entre las curvas real y teórica, dado que la utilización del término aditivo no iba a originar, en general, la coincidencia de las dos curvas, ocasionándonos, en consecuencia, el trabajar simultáneamente con dos valores indicativos de emisiones ajenas a la recombinación disociativa o a la región F: la constante B, por un lado, y la diferencia entre QR y QT por el otro.

Por otra parte, la utilización de un A mensual y no diario, - en la obtención de los valores teóricos para cada noche, nos permite eliminar las variaciones aleatorias diarias en cuanto a la "eficacia" de la recombinación disociativa, obtenida, como hemos dicho, con días y horas en que el válido suponer este



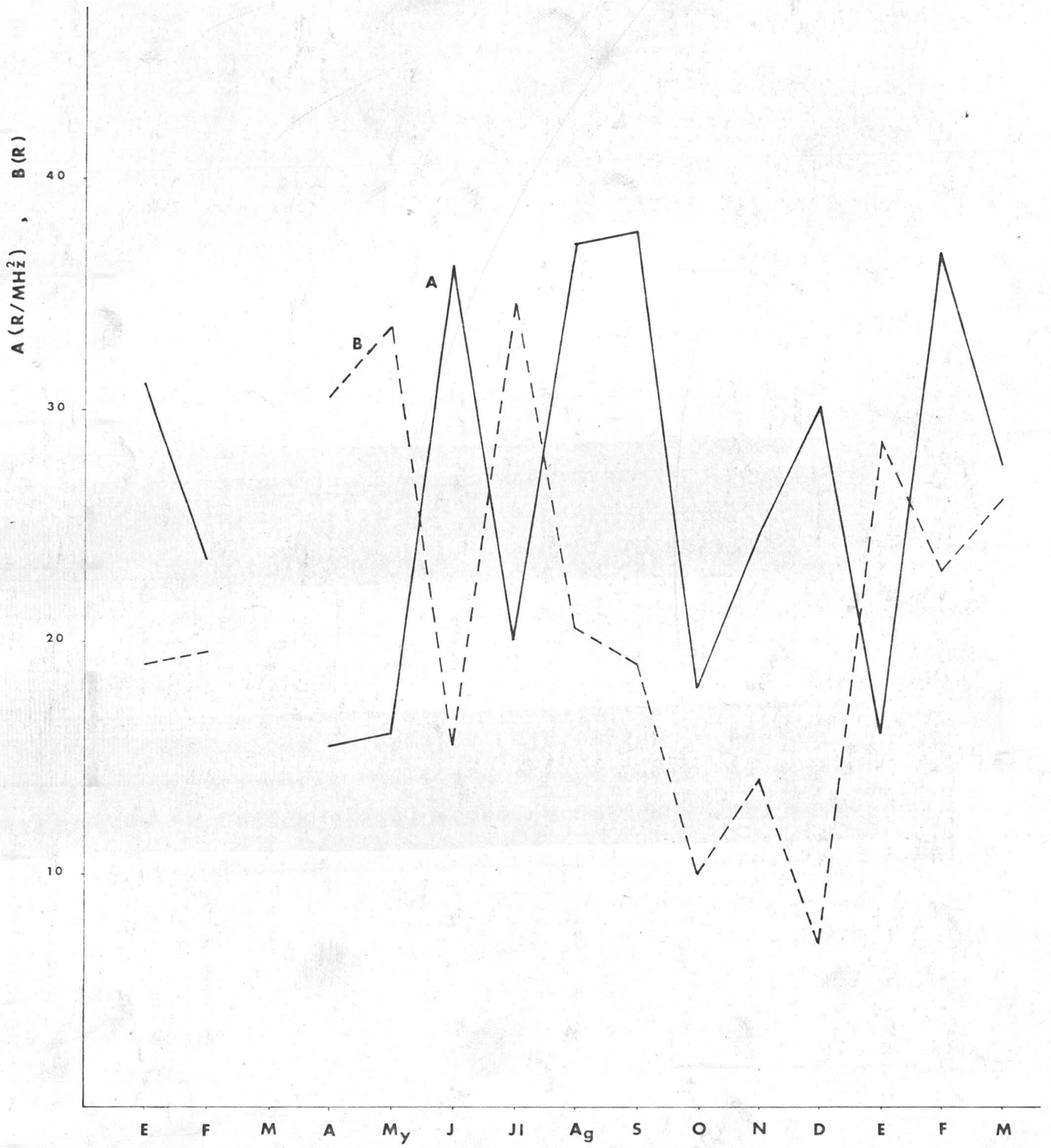


FIG. 3.7



mecanismo como el único actuante. Creemos que este proceso es el adecuado, y no la utilización de los parámetros obtenidos en el ajuste diario tanto si hay correlación como en caso contrario entre los valores fotométricos y  $(f_o F 2)^2 \exp\left(-\frac{h^* F - 200}{H_{32}}\right)$  con lo cual influiría cualquier emisión en la determinación de A.

### 3.4.2.- Comparación de las curvas QR y QT

El estudio que realizamos se basa primariamente en la comparación de las curvas de emisión real y teórica según el modelo de Barbier. Por ello es necesario dar idea del error con que se trabaja. Considerando que el error en la escala de altura del oxígeno molecular es despreciable frente al error de la frecuencia crítica ordinaria y de la altura virtual de la capa F 2, - estas magnitudes son las que determinan el error en los valores de QT. Tomando como valores medios  $H_{32} = 28 \text{ Km}$ ,  $A = 27 \text{ R/MHz}^2$ ,  $f_o F 2 = 6,5 \text{ MHz}$ ,  $h^* F = 275 \text{ Km}$ , y utilizando el error de 5 Km en la determinación de la altura virtual, y del 5%, equivalente en este caso 0,3 MHz, en la frecuencia crítica (caso límite para la consignación de valores de acuerdo con las normas del W.W.S.C. (1961) que se recogen en la fig. 24), el error absoluto de QT viene dado por

$$d QT = A f_o e^{-\frac{h^* - 200}{H_{32}}} \left( 2 df_o + \frac{f_o}{H_{32}} dh^* \right) = \pm 20 \text{ R} \quad (3.18)$$

Dado que en definitiva esto correspondería a un valor medio, hemos considerado que diferencias de valores entre las curvas QR y QT de hasta 60 R pueden considerarse dentro del error experimental, habida cuenta del error en QR. No obstante, es preciso advertir que no nos hemos guiado solamente por estas diferen-

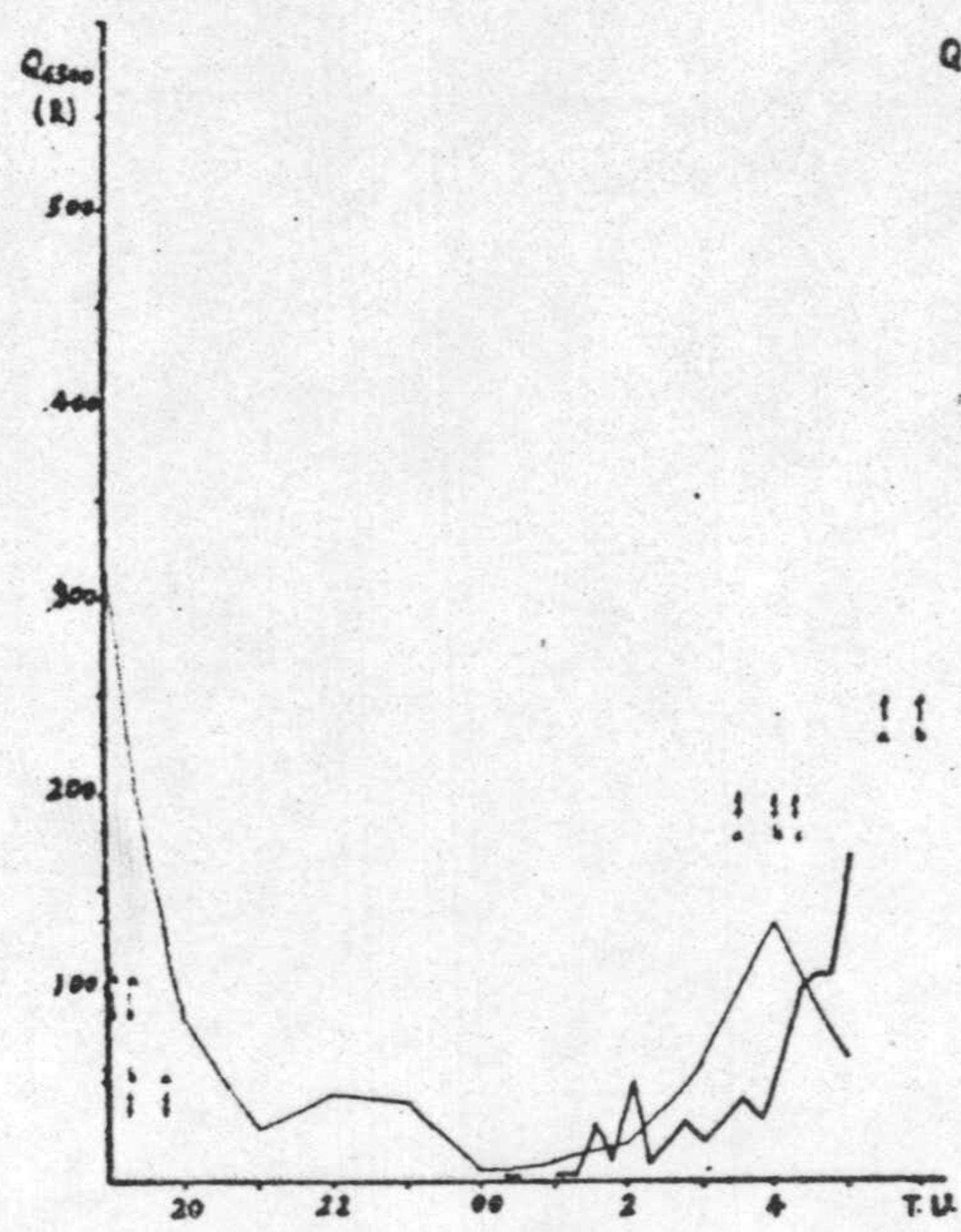


cías cuantitativas a la hora de advertir diferencias de compor  
tamiento en ambas curvas, sino que hemos tenido muy en cuenta  
la variación relativa de QR y QT, es decir, la comparación en  
cuanto a la forma de las curvas. Con esto queremos expresar,  
en definitiva, que la relación cuantitativa la hemos supedita  
do a la relación formal.

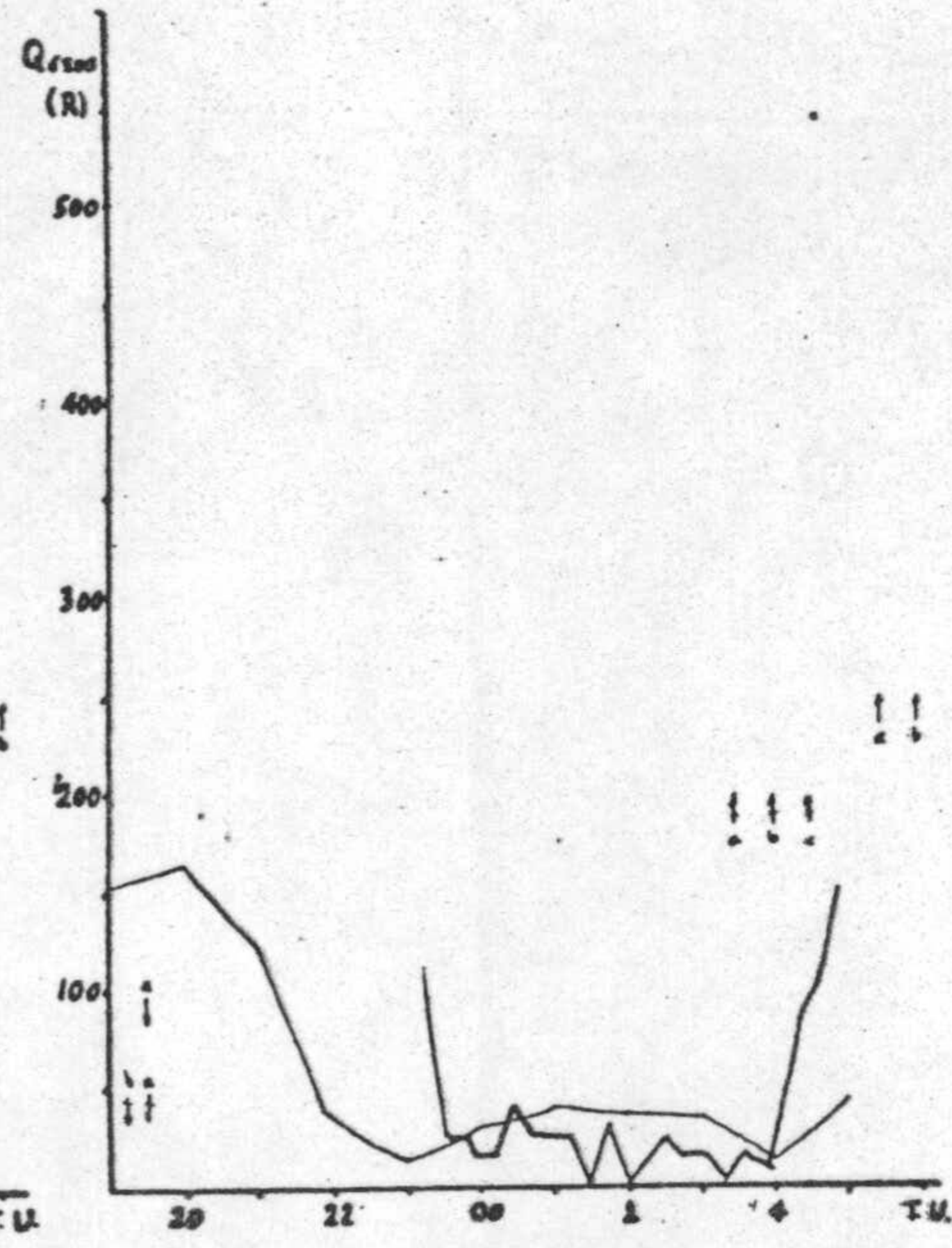


3.5.- CURVAS QR (tra  $\varnothing$  grueso) Y CURVAS QT (Tra  $\varnothing$  fino)

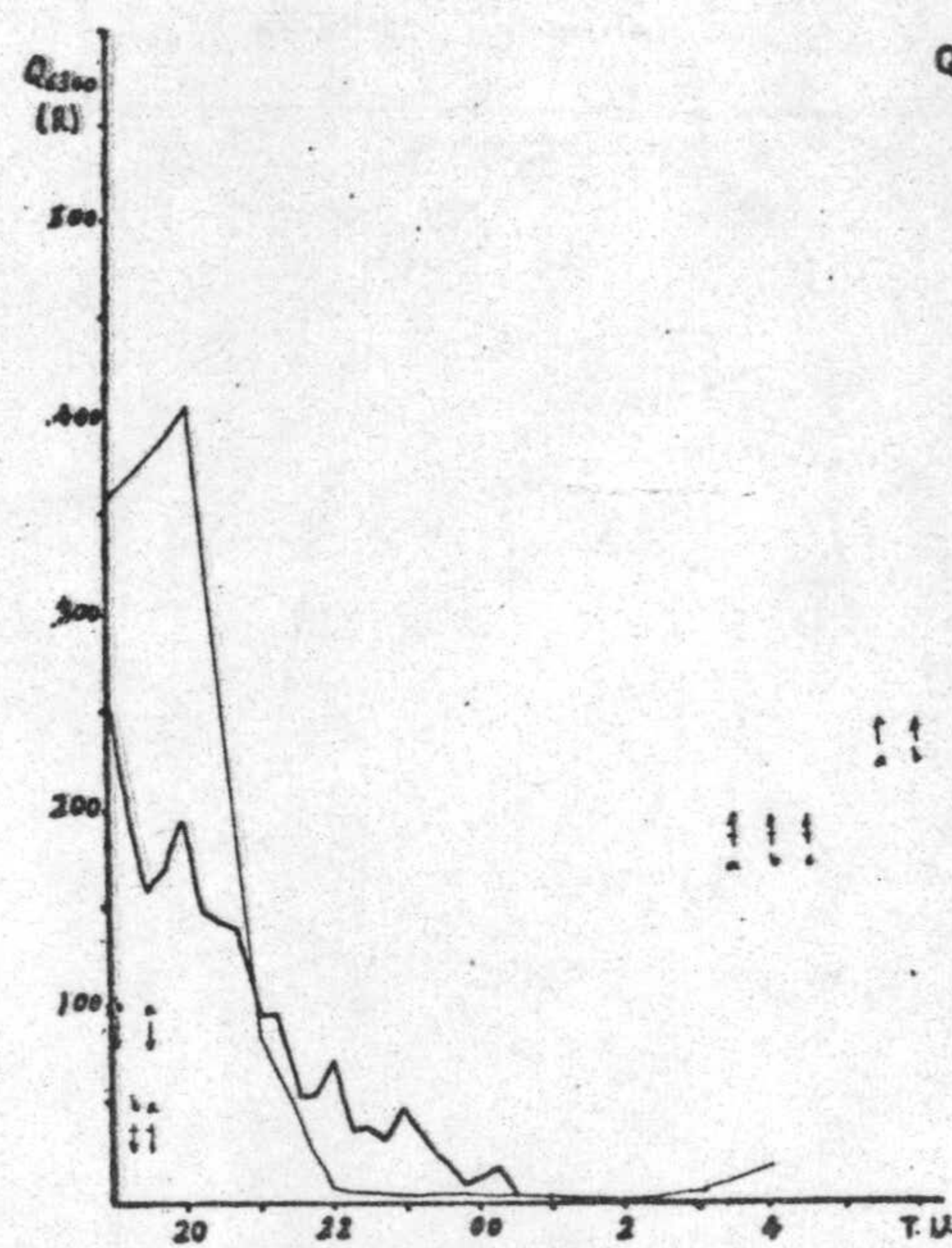




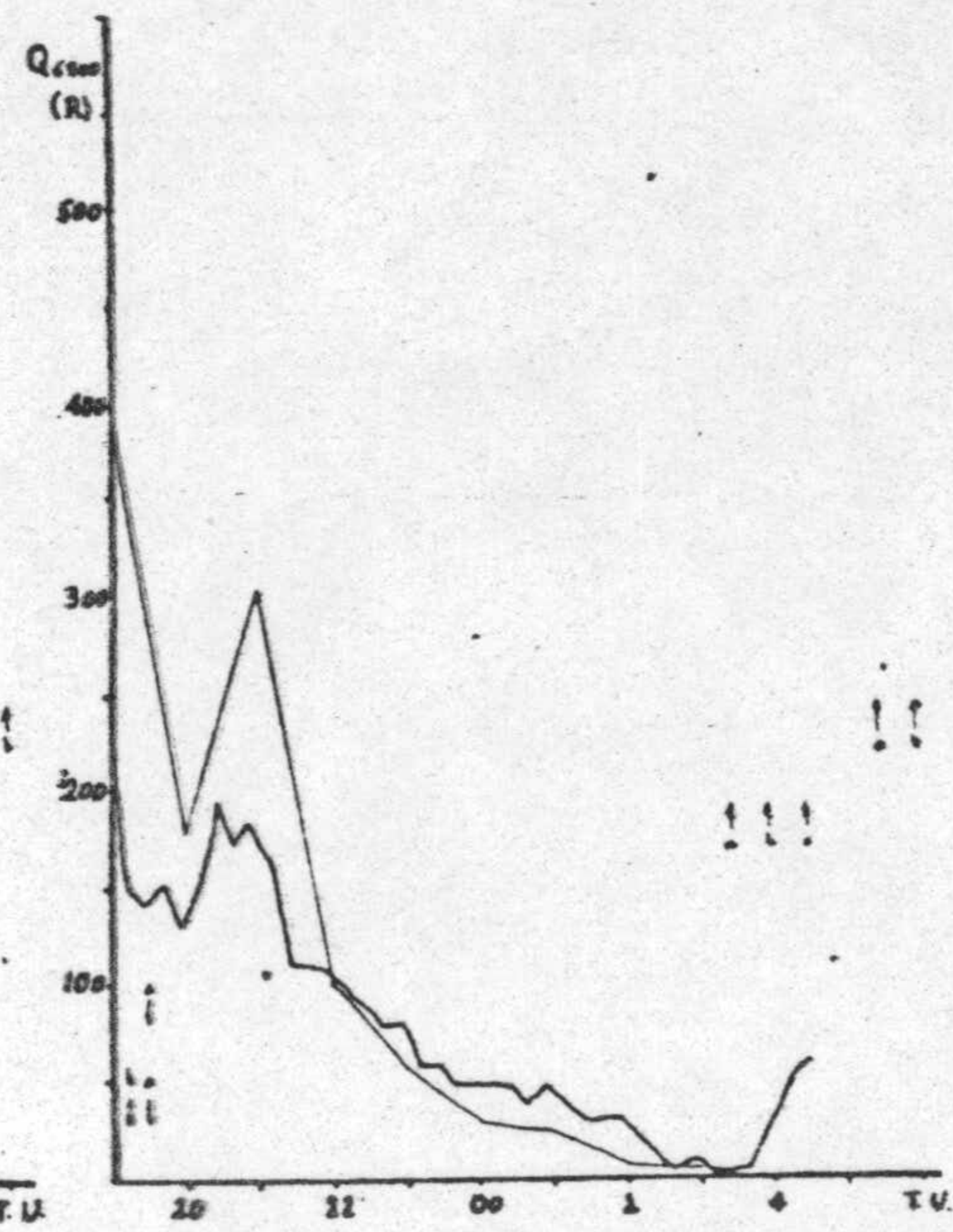
Fecha: 16-I-70



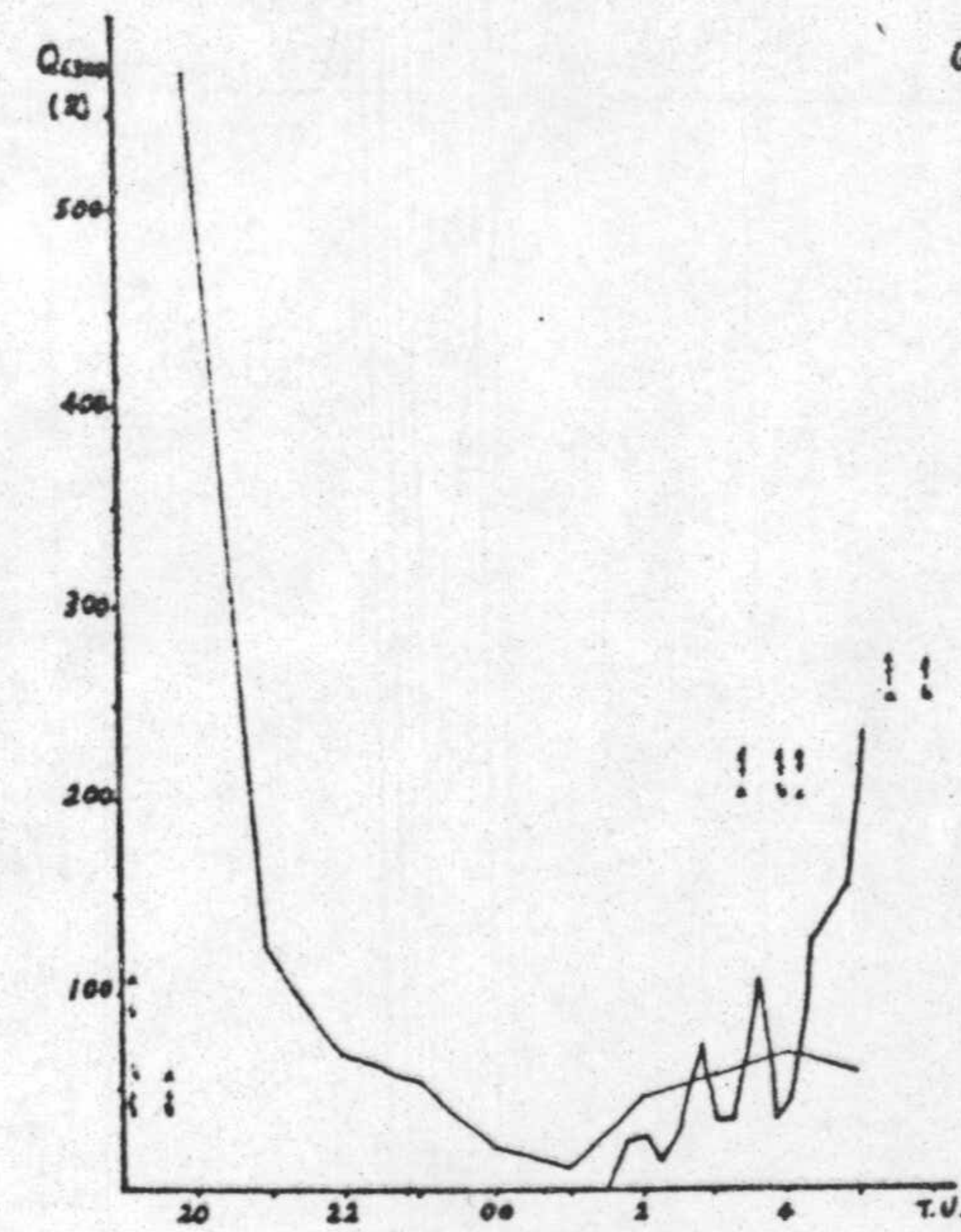
Fecha: 26-I-70



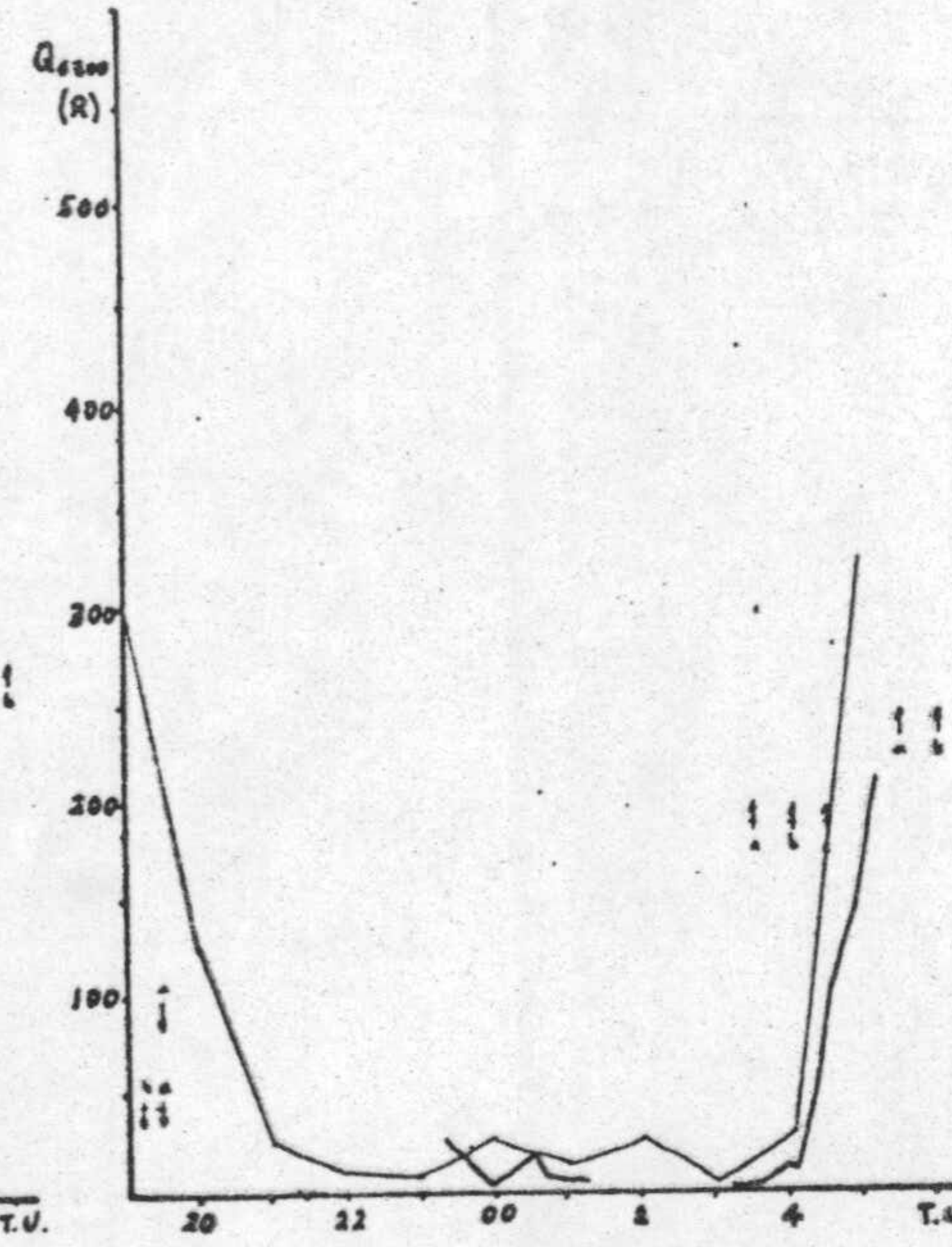
Fecha: 29-I-70



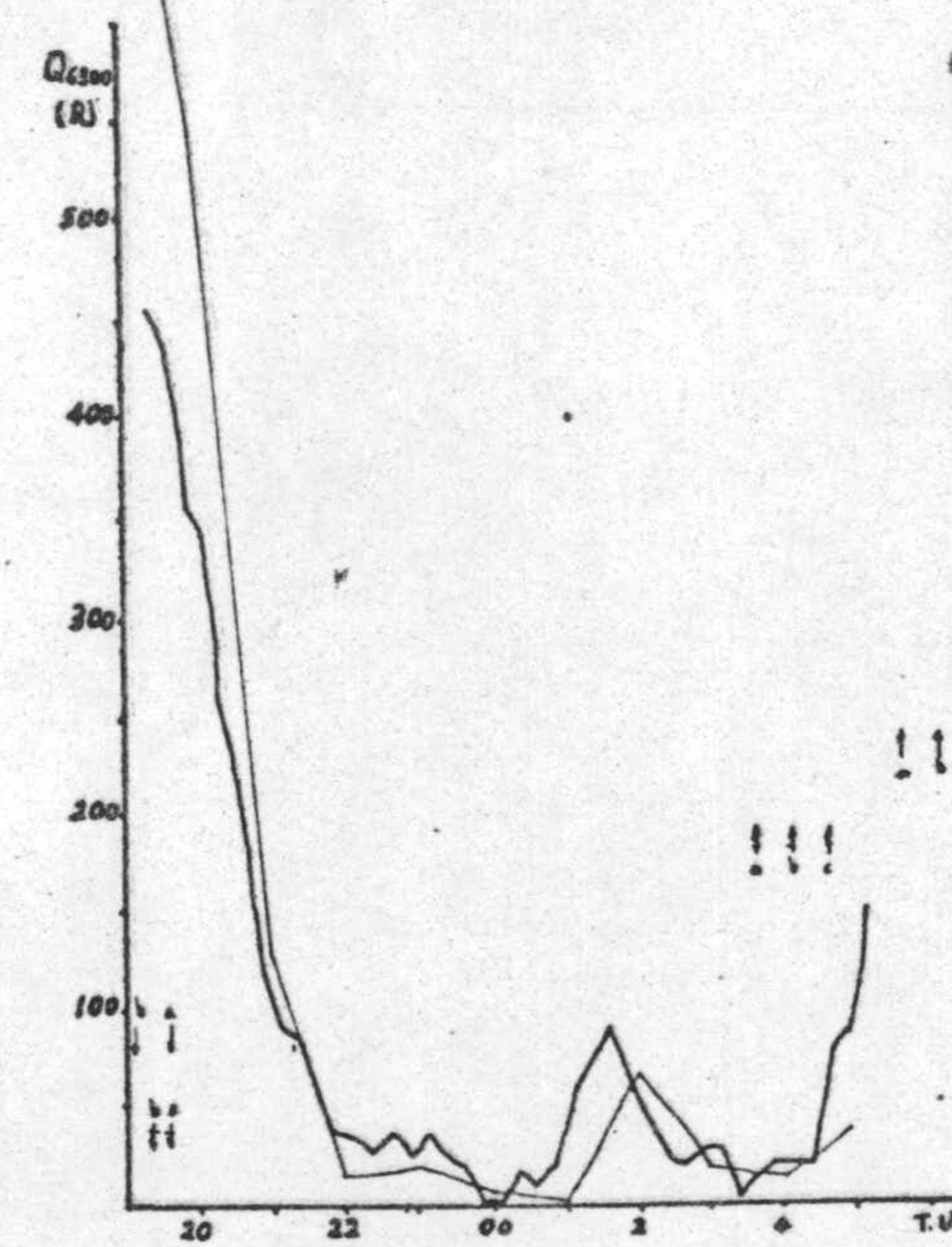
Fecha: 31-I-70



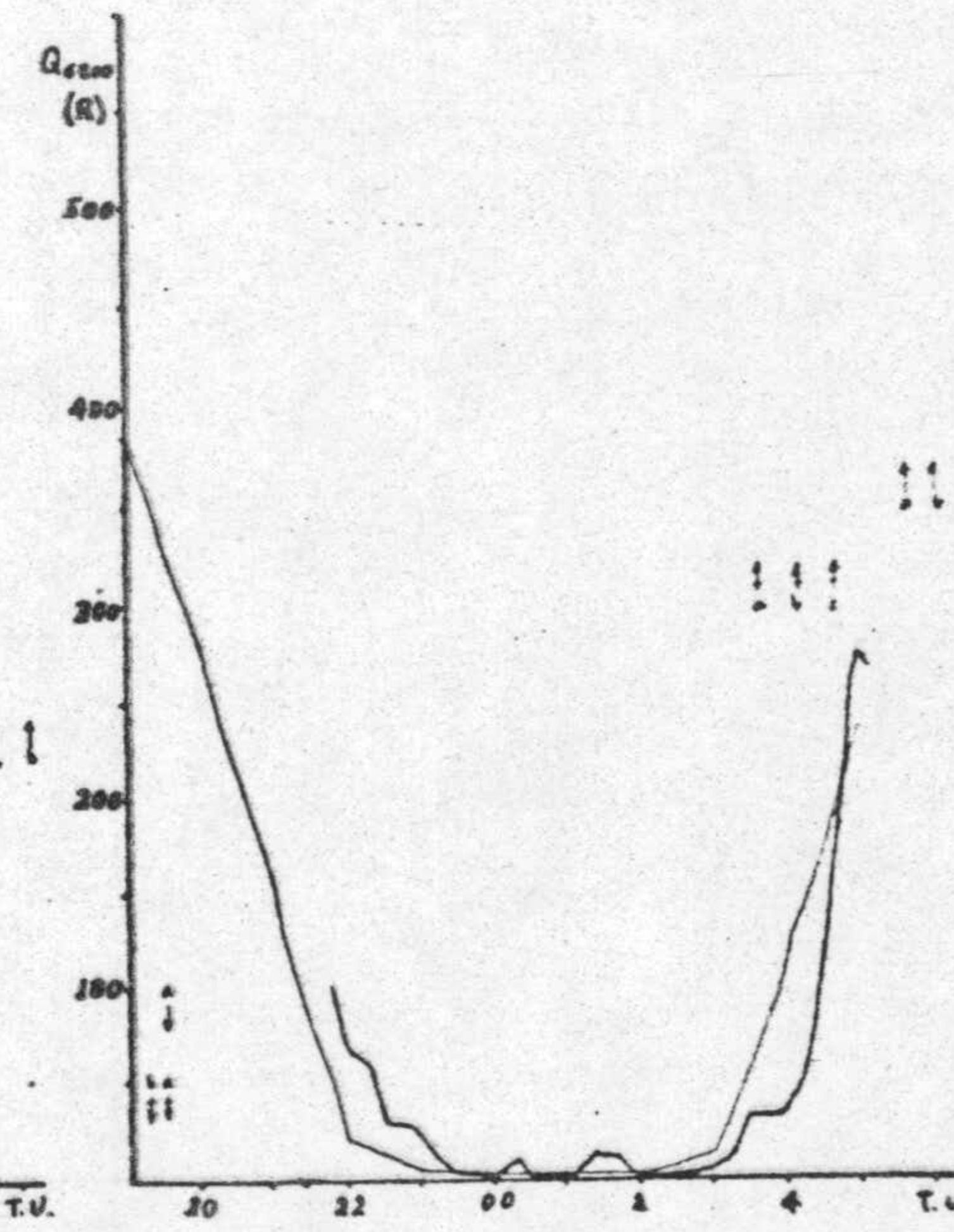
Fecha: 18-I-70



Fecha: 28-I-70

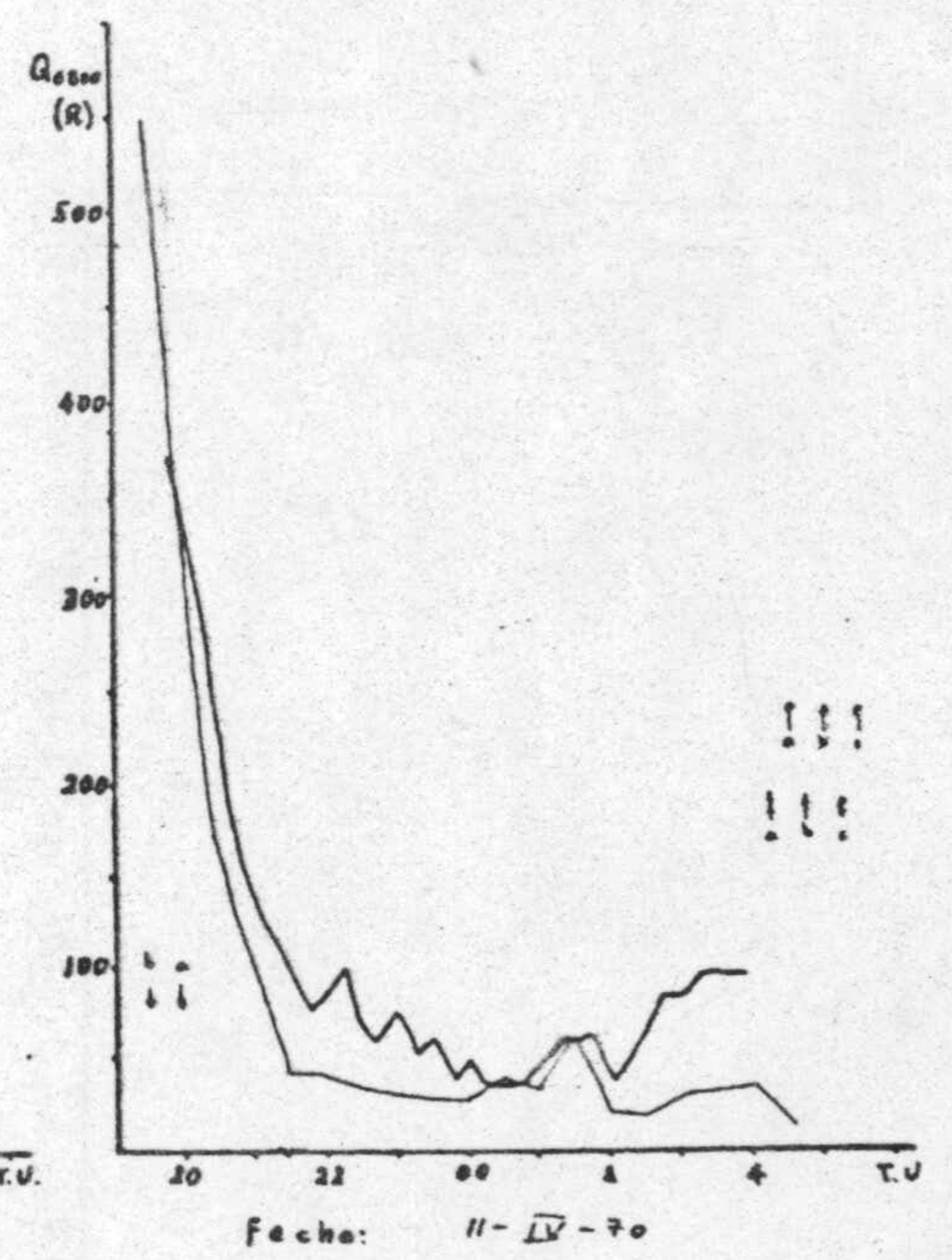
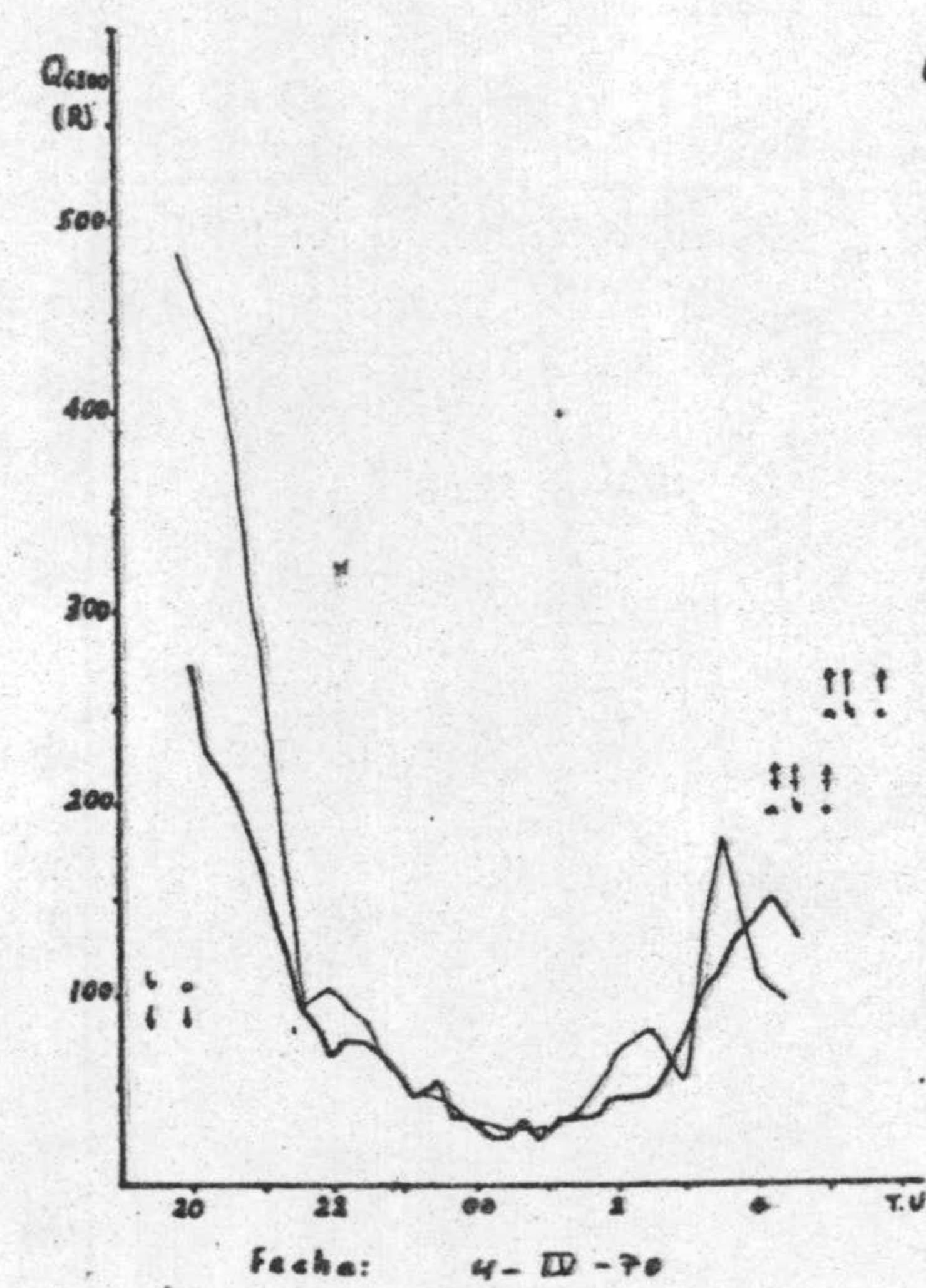
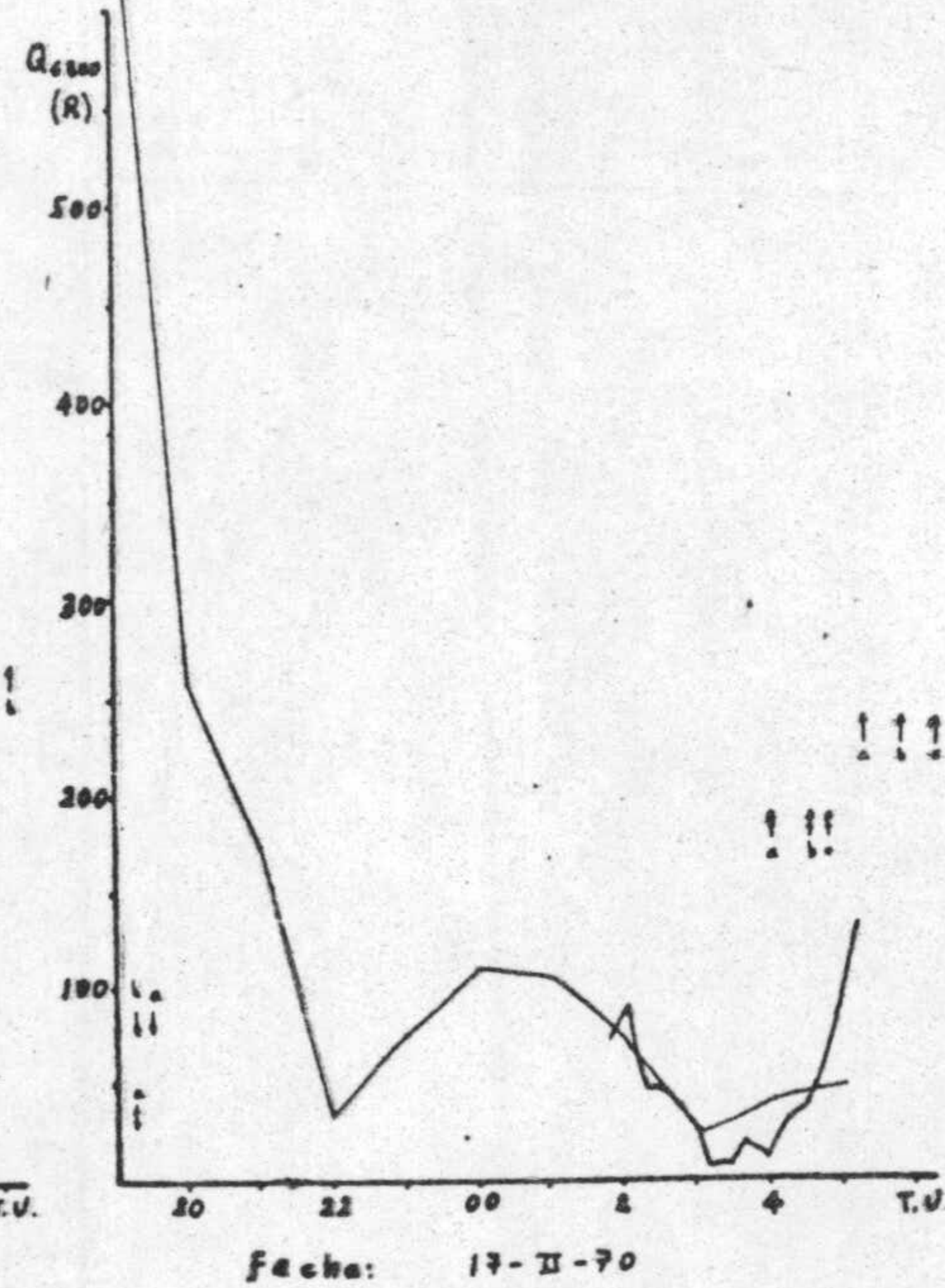
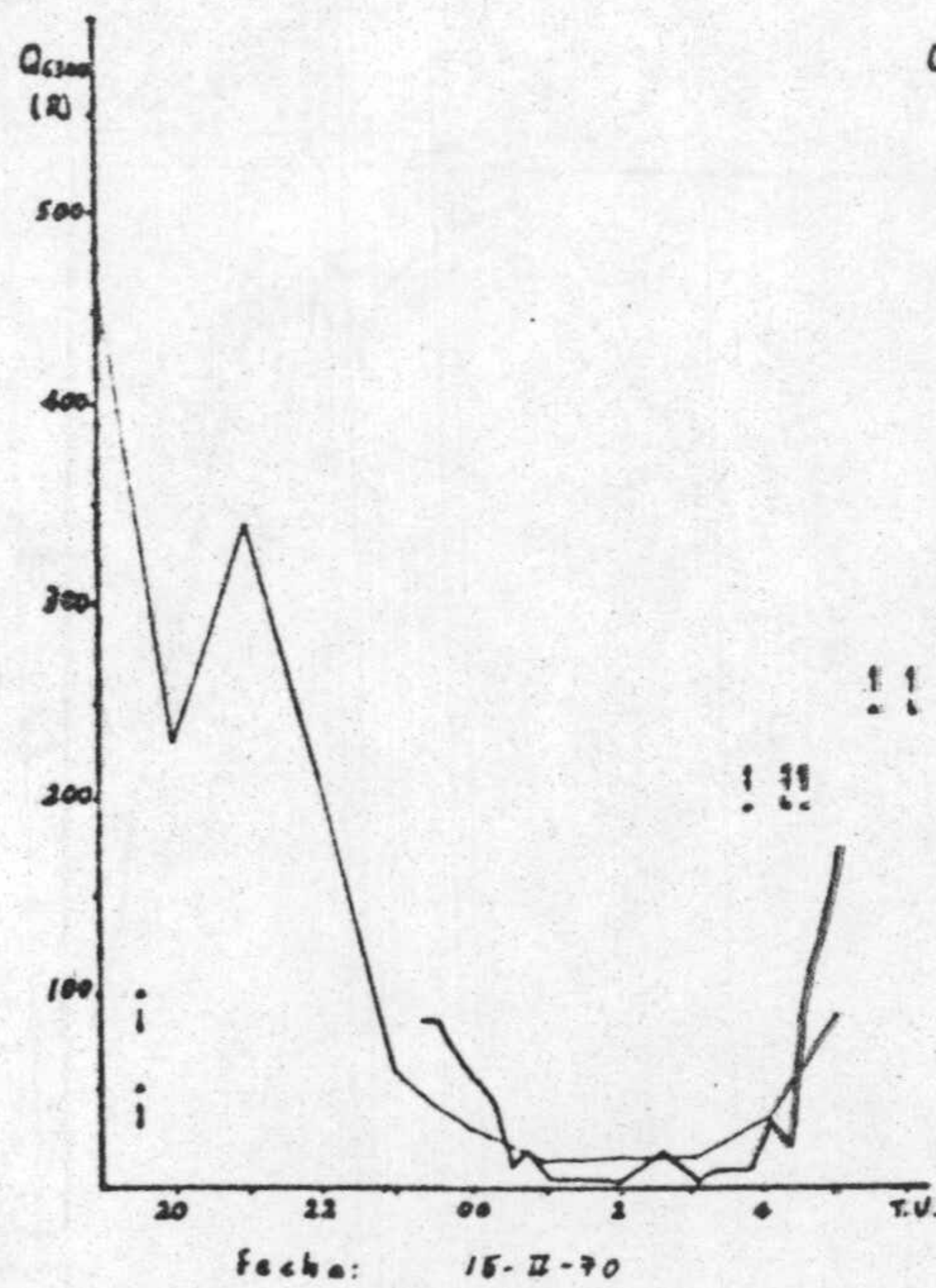
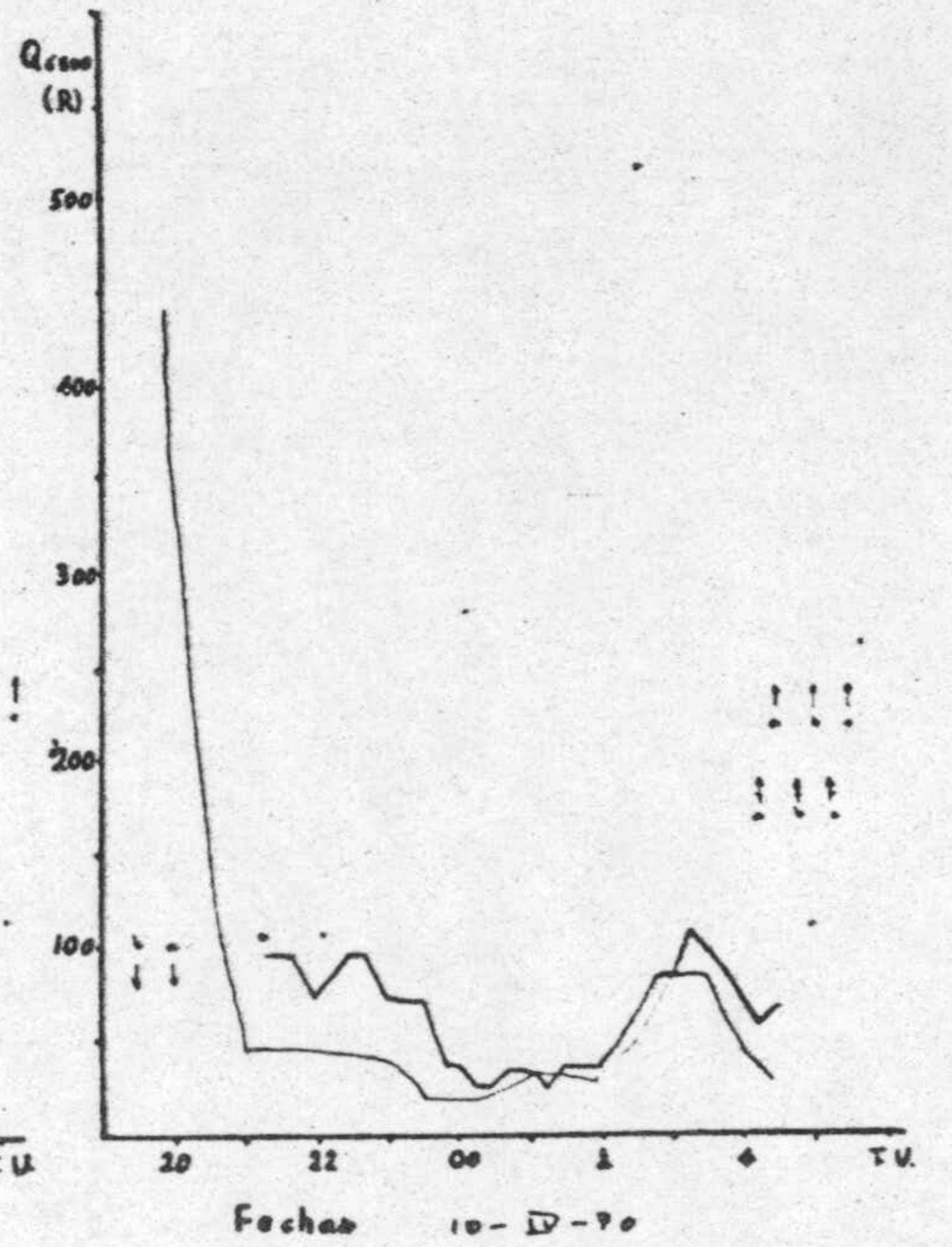
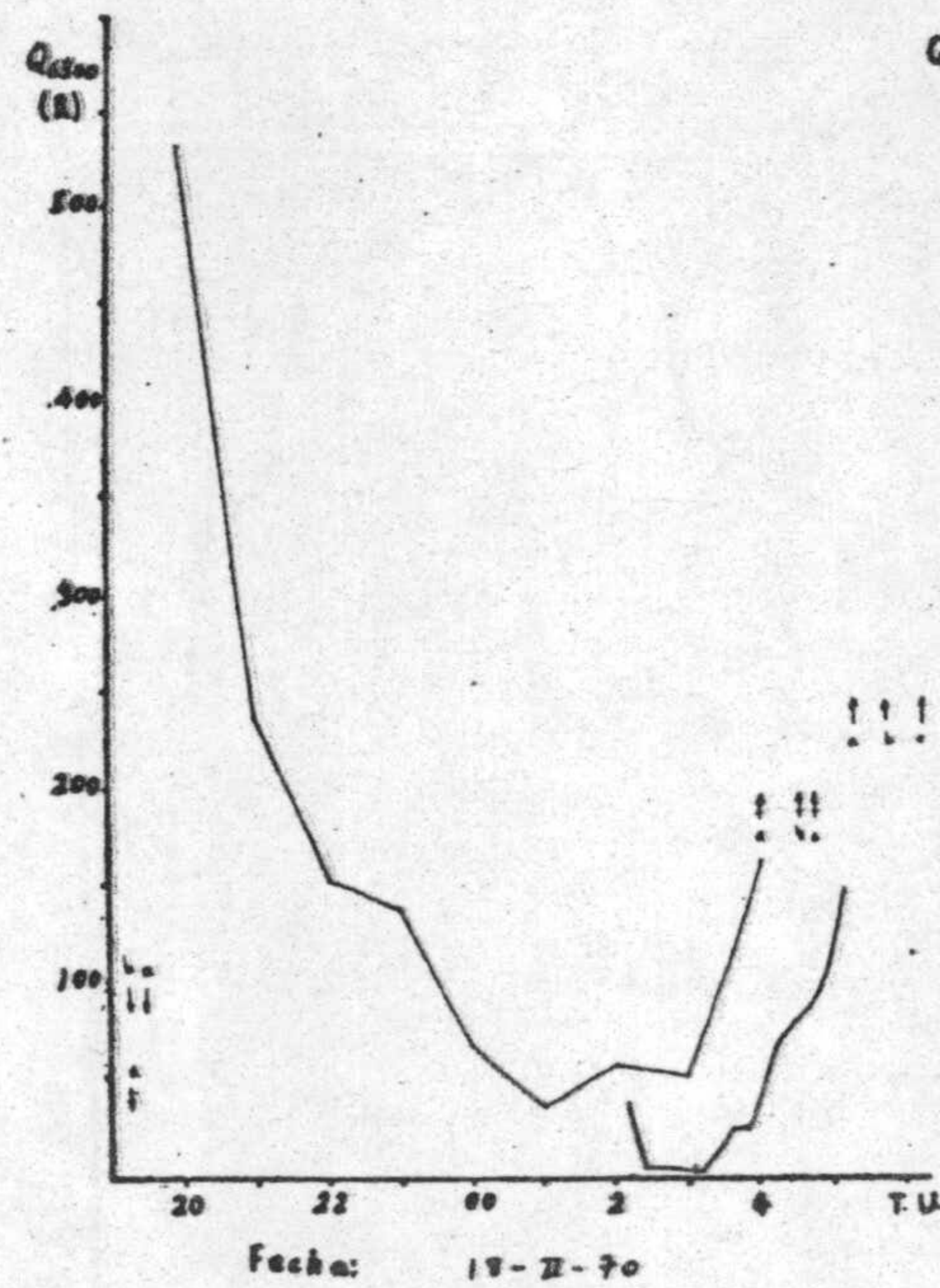
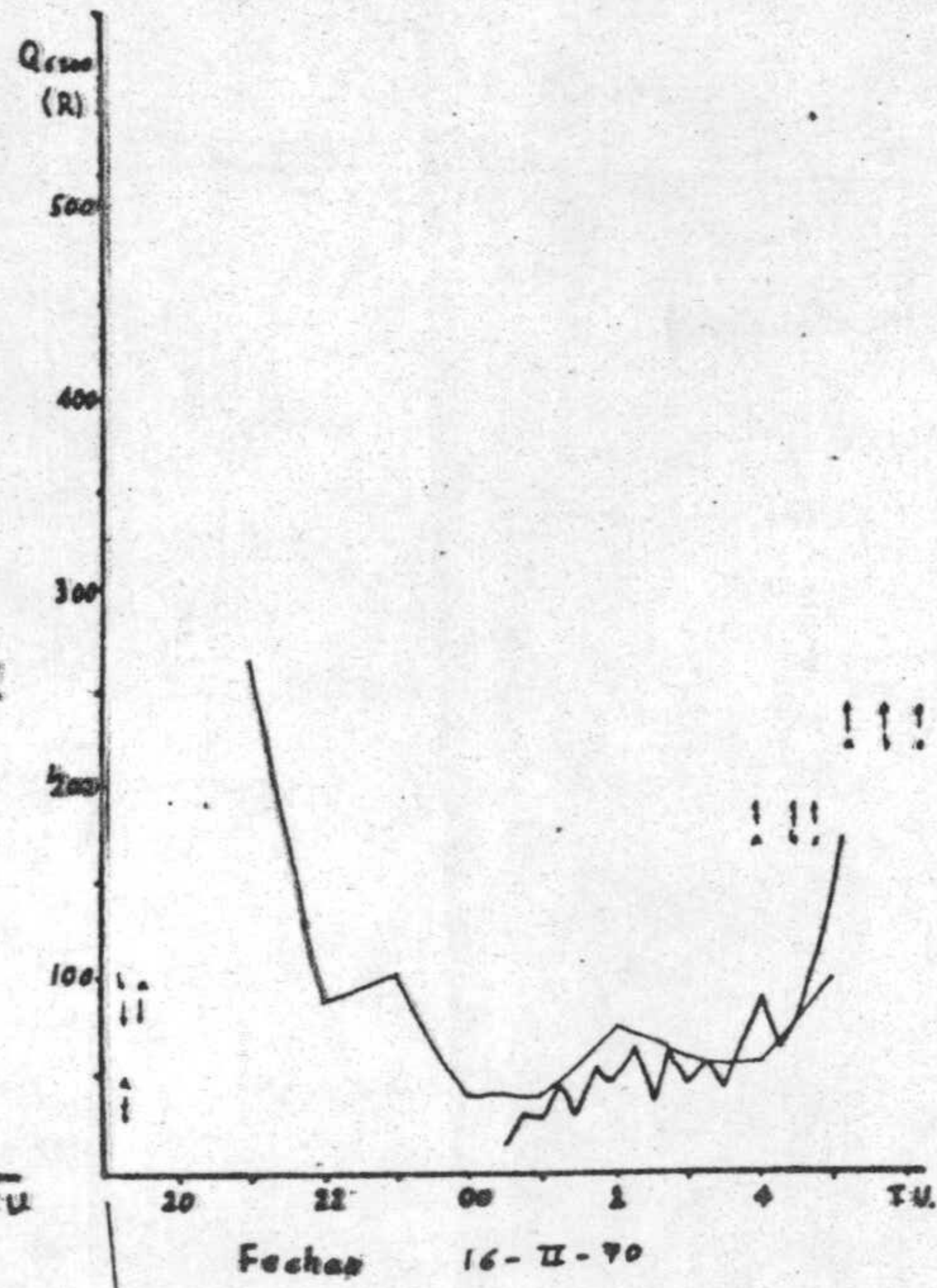
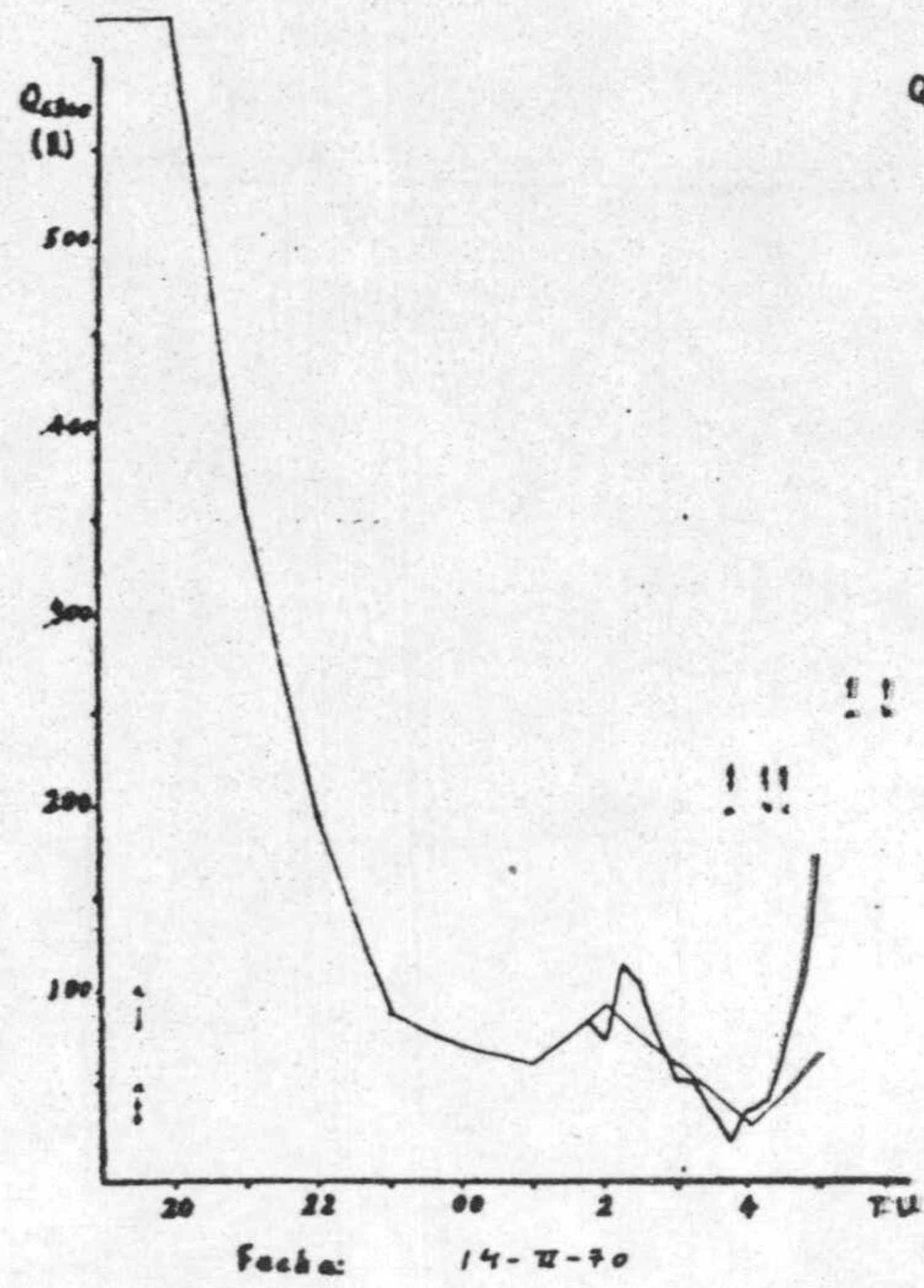


Fecha: 30-I-70

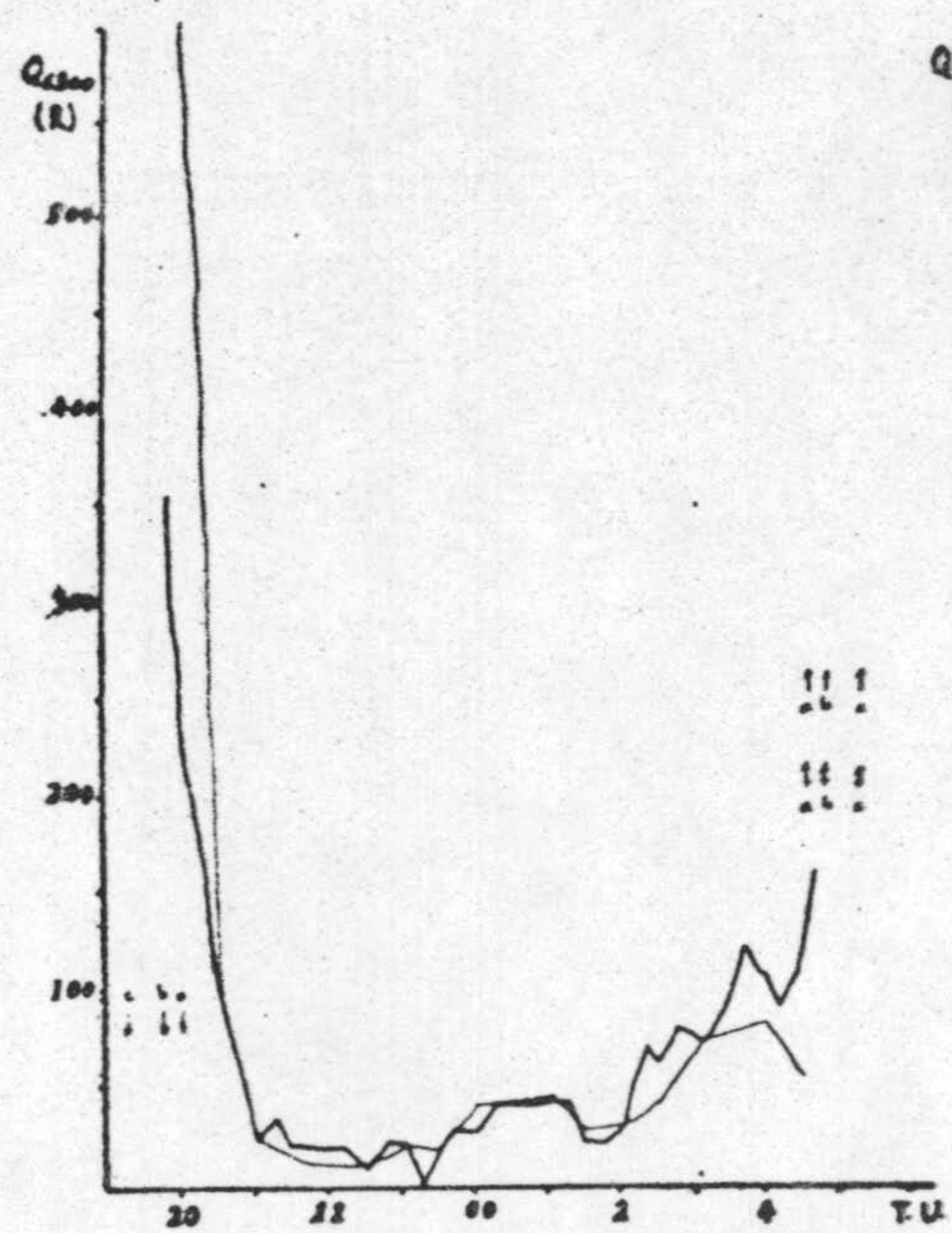


Fecha: 4-II-70

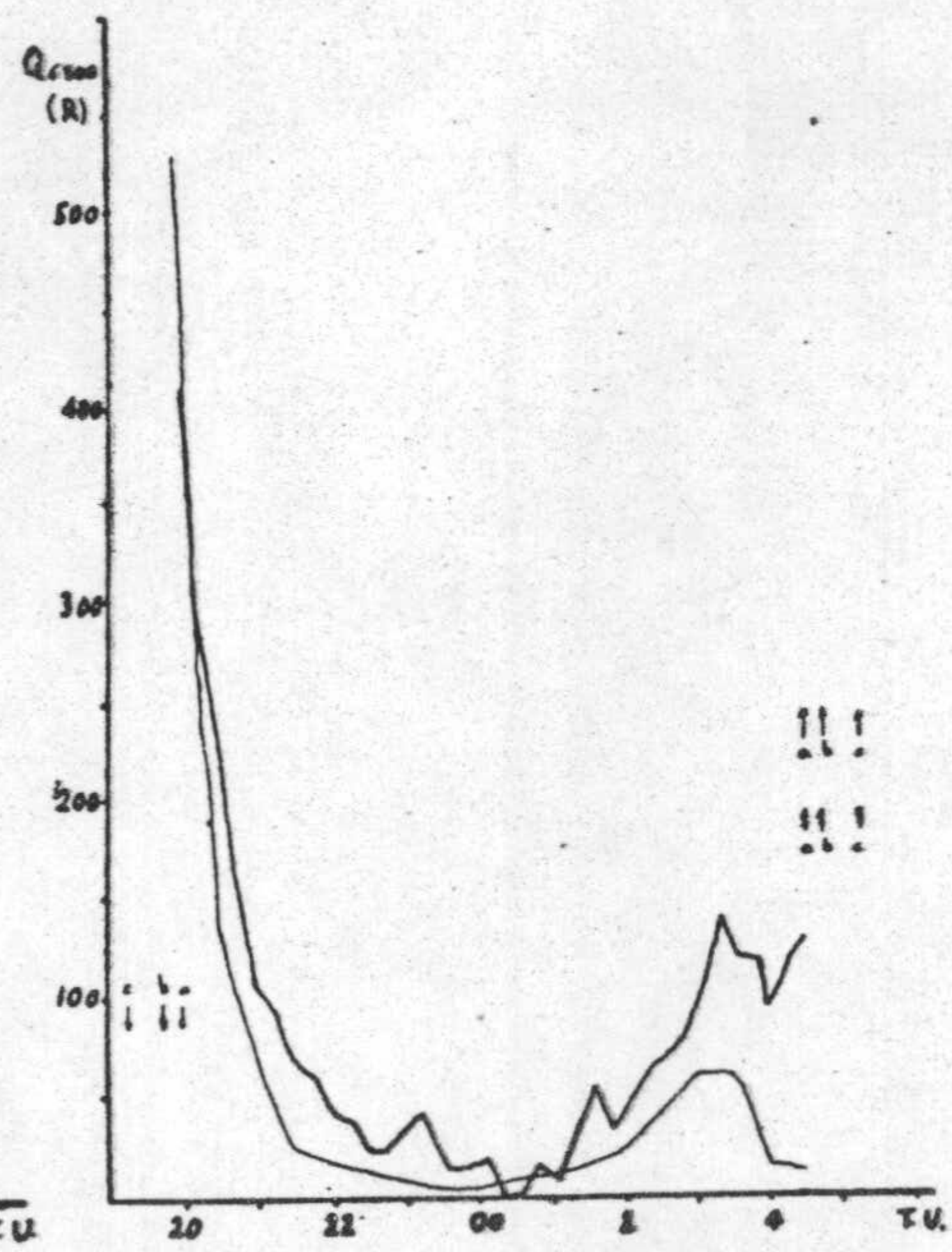




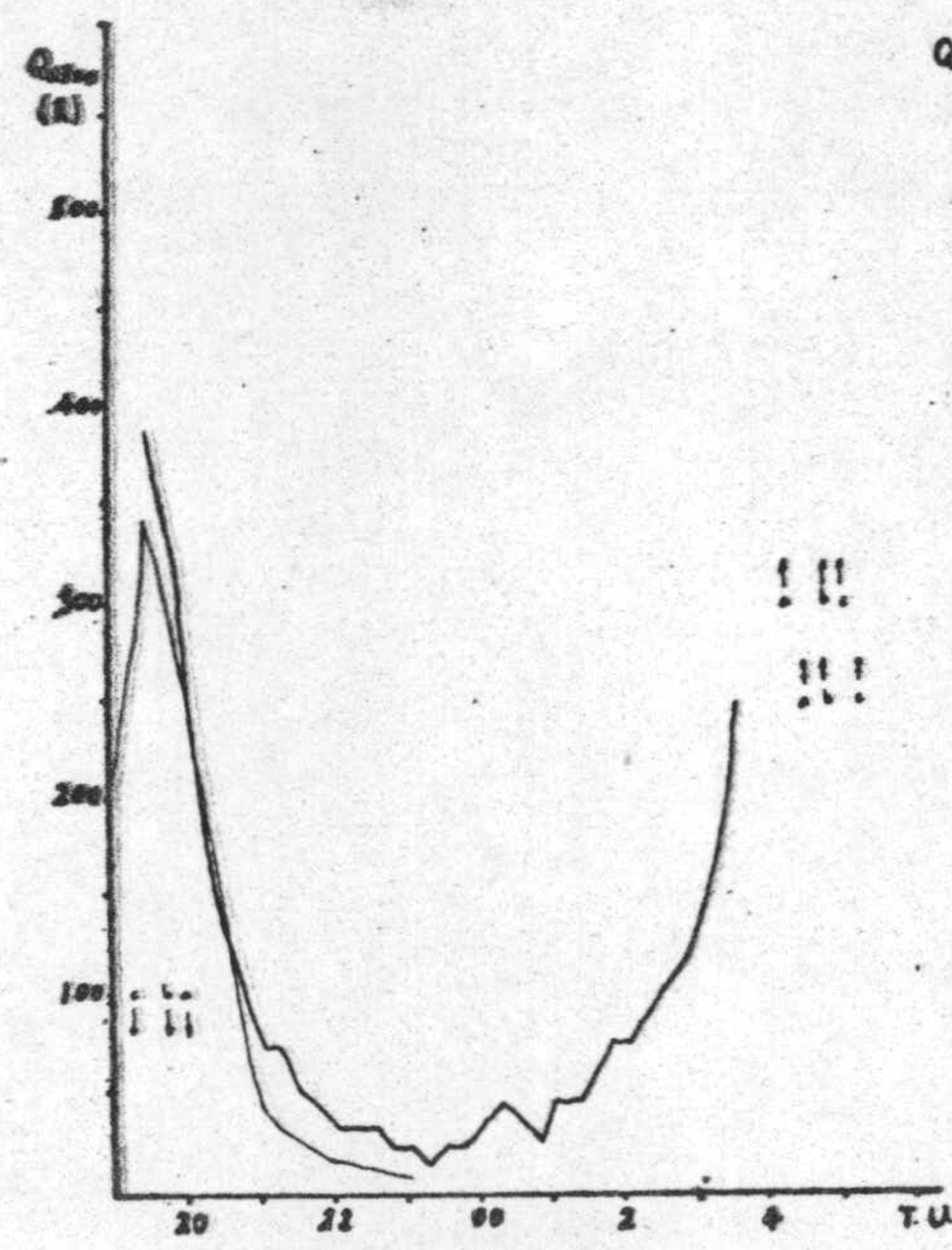




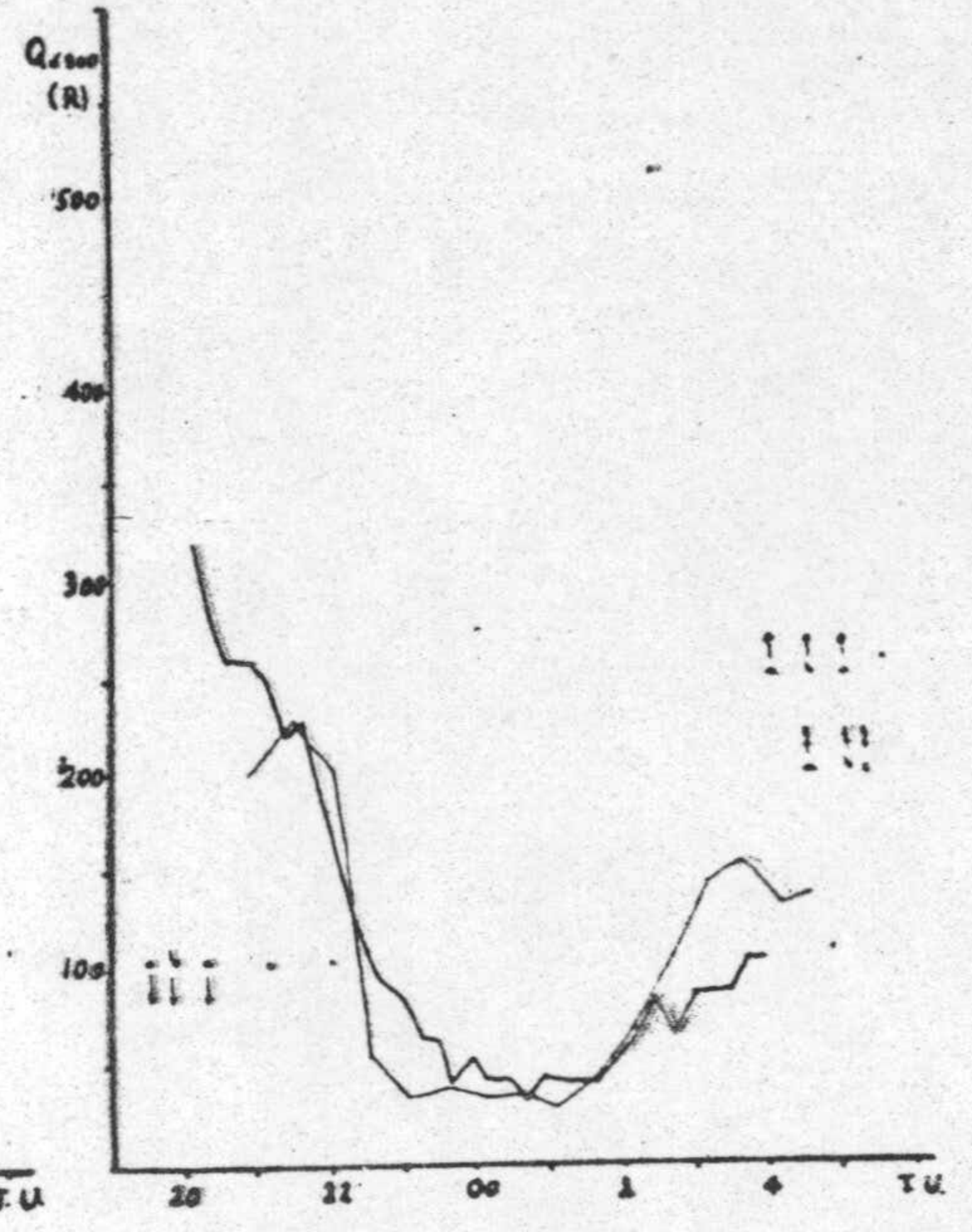
Fecha: 23-IV-70



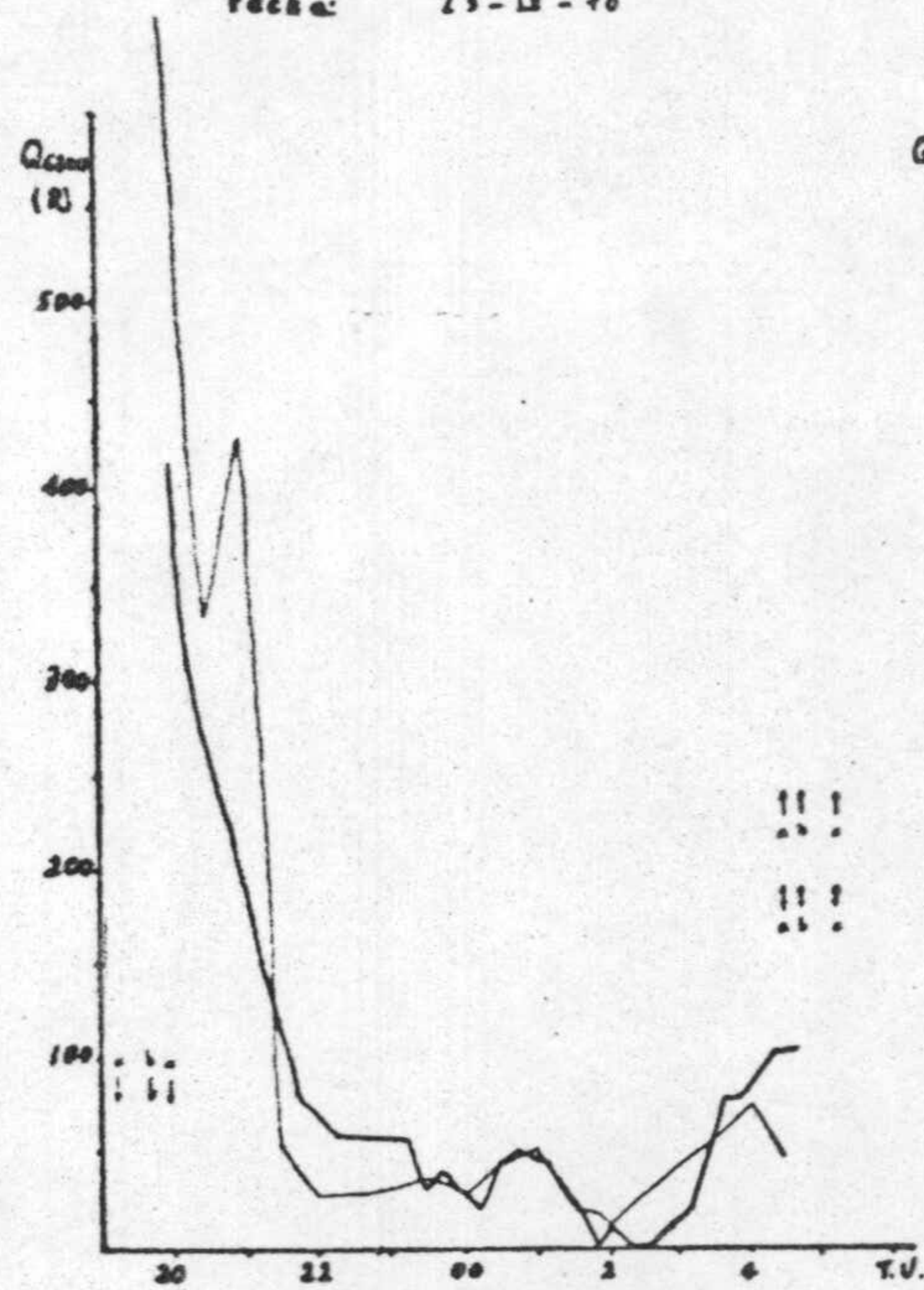
Fecha: 25-IV-70



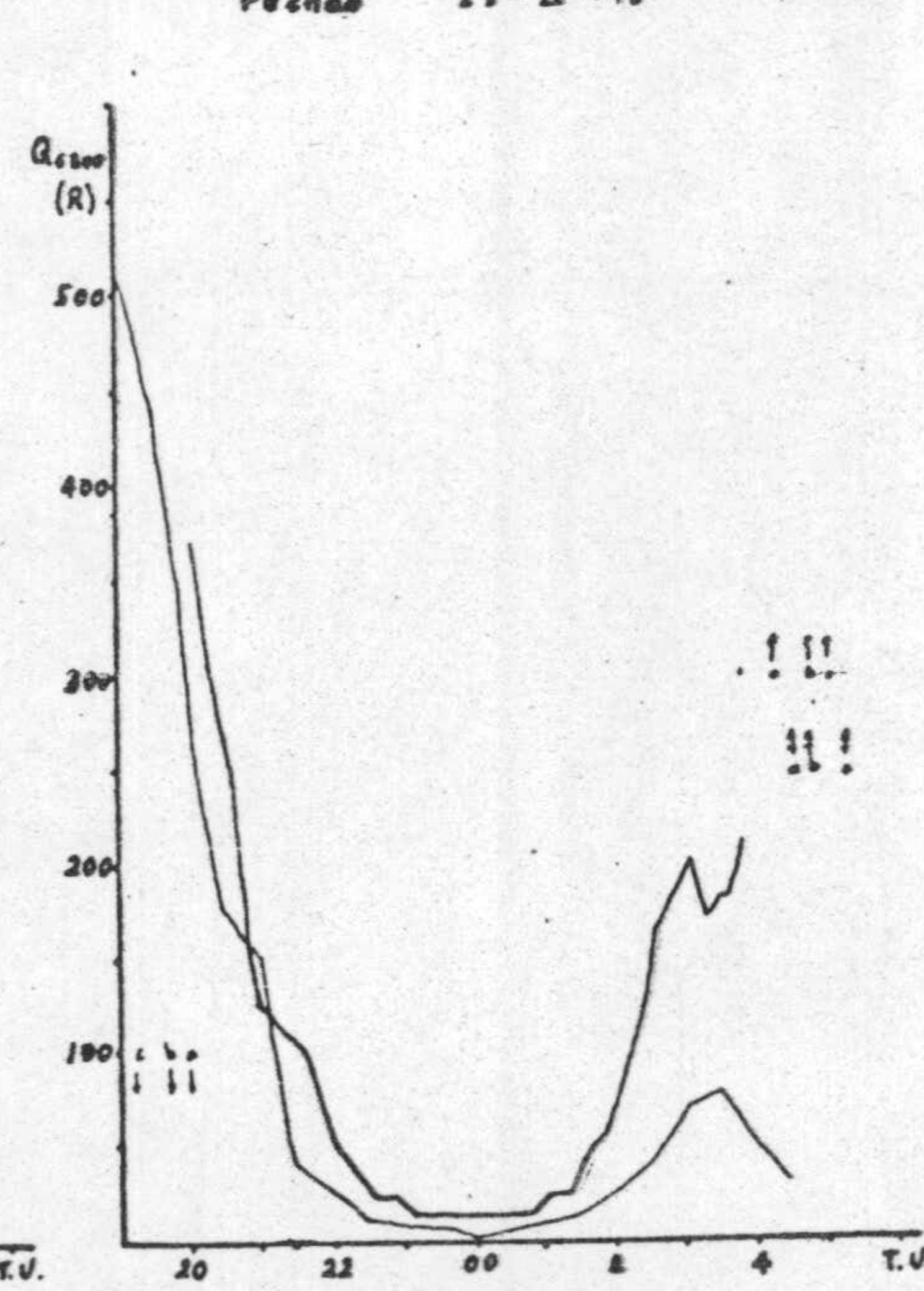
Fecha: 1-V-70



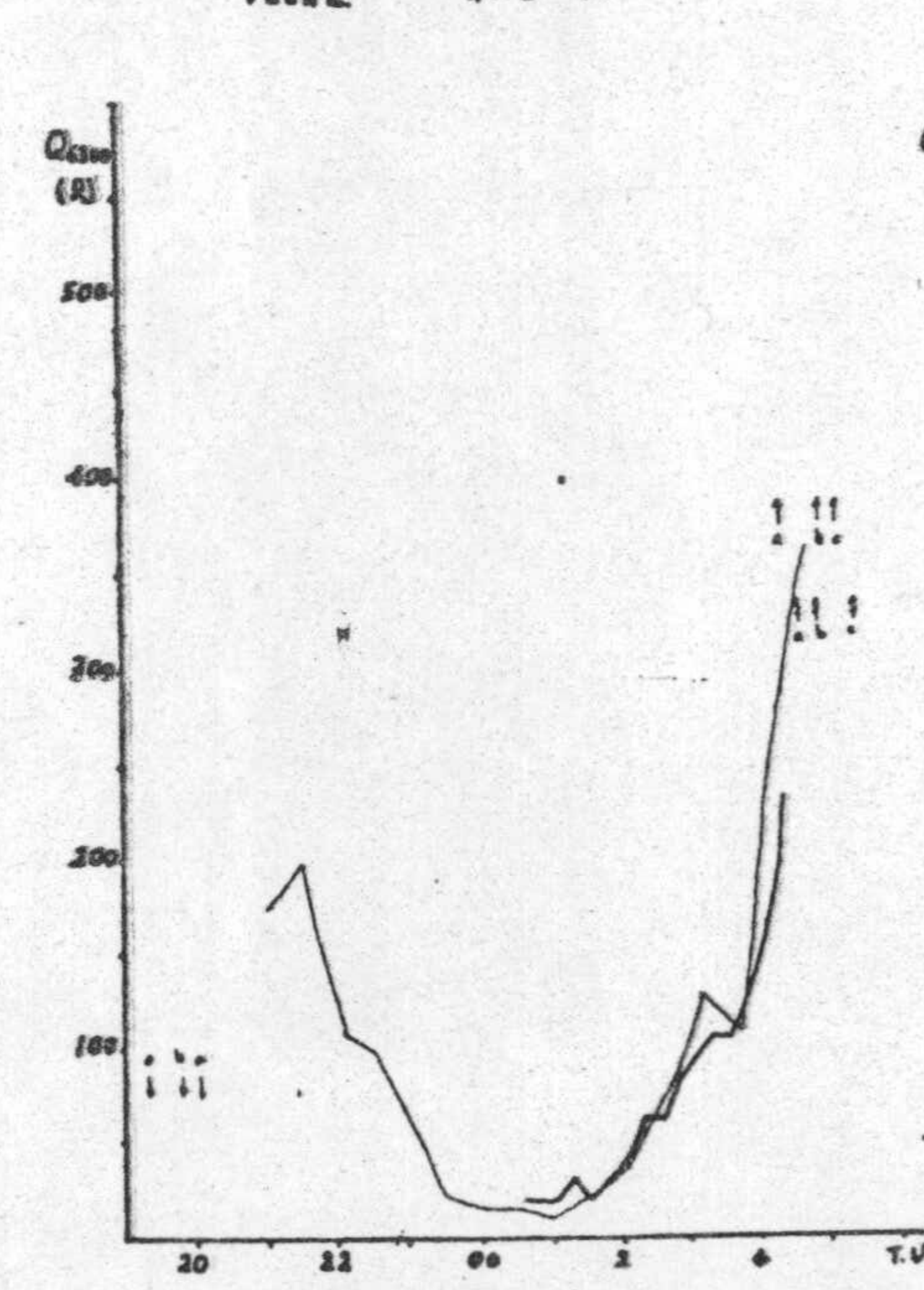
Fecha: 7-V-70



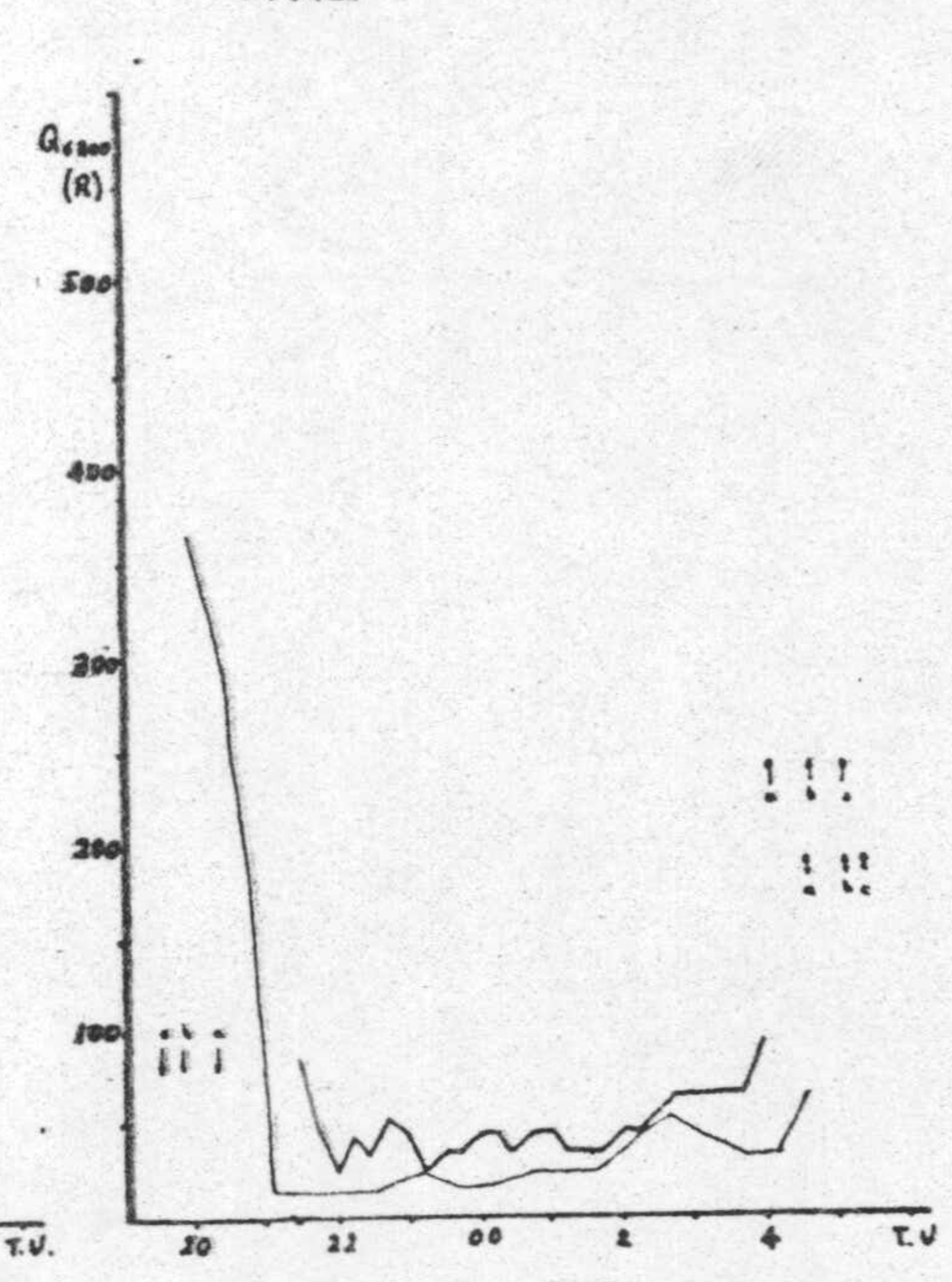
Fecha: 24-IV-70



Fecha: 30-IV-70

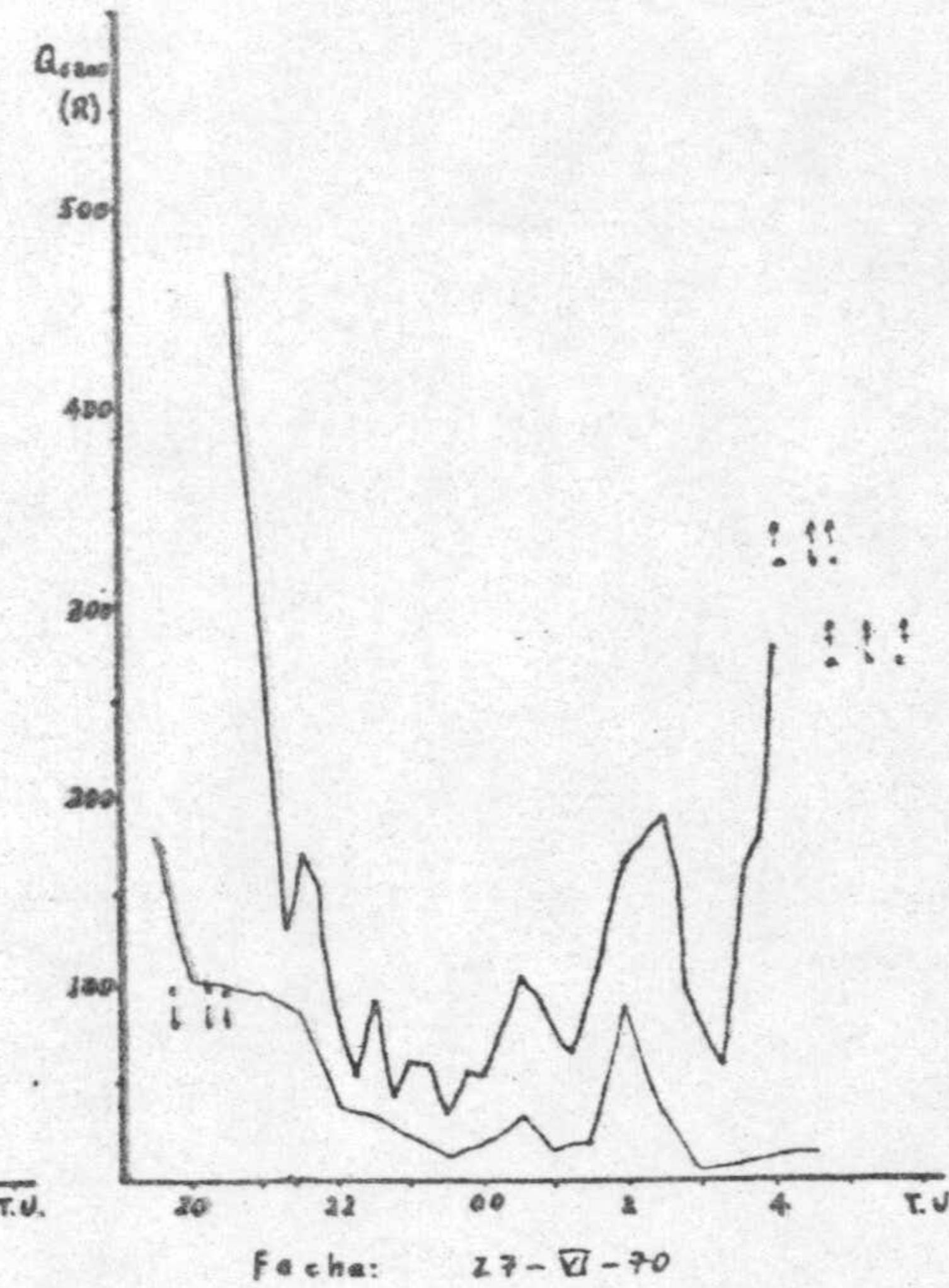
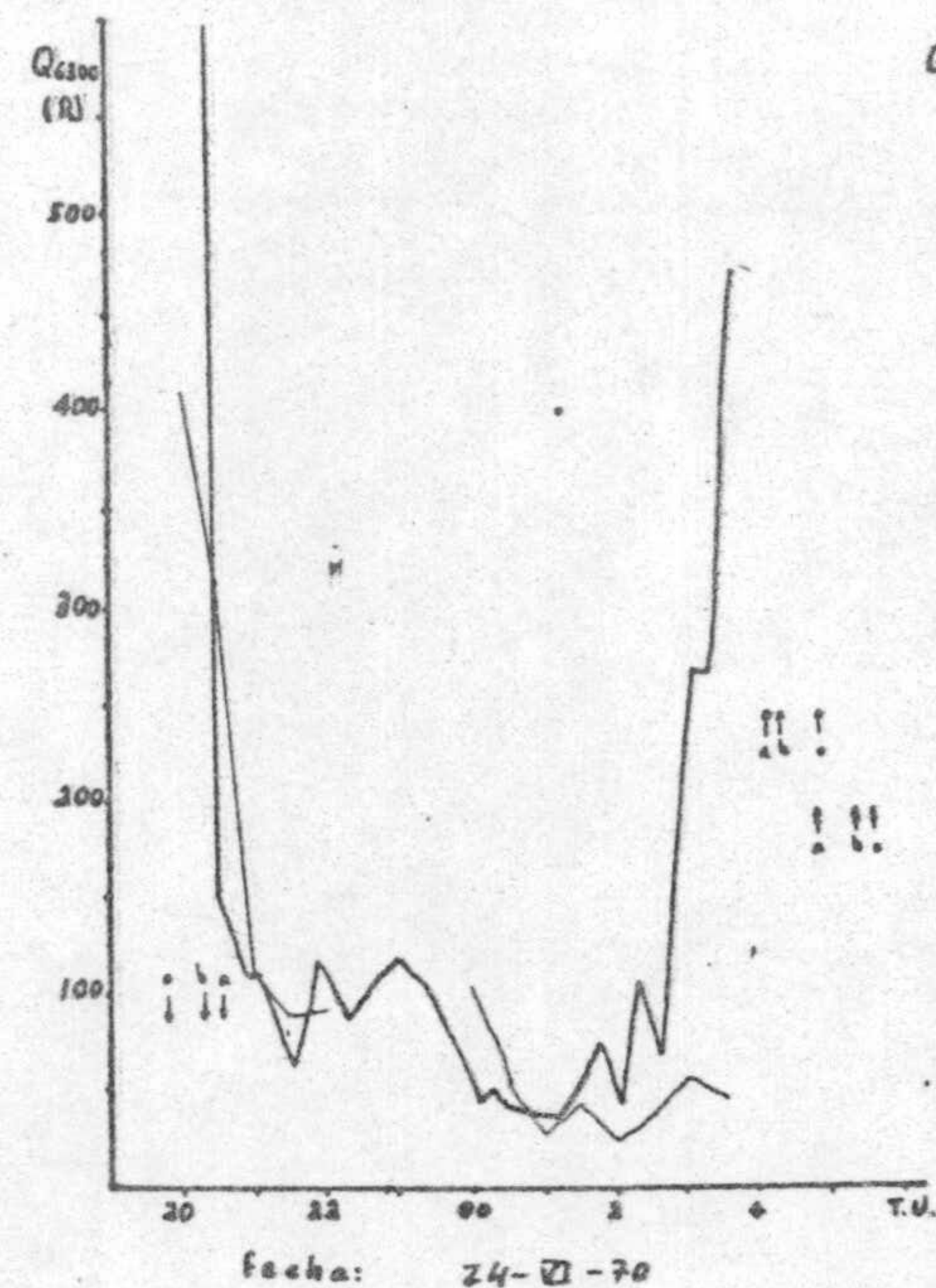
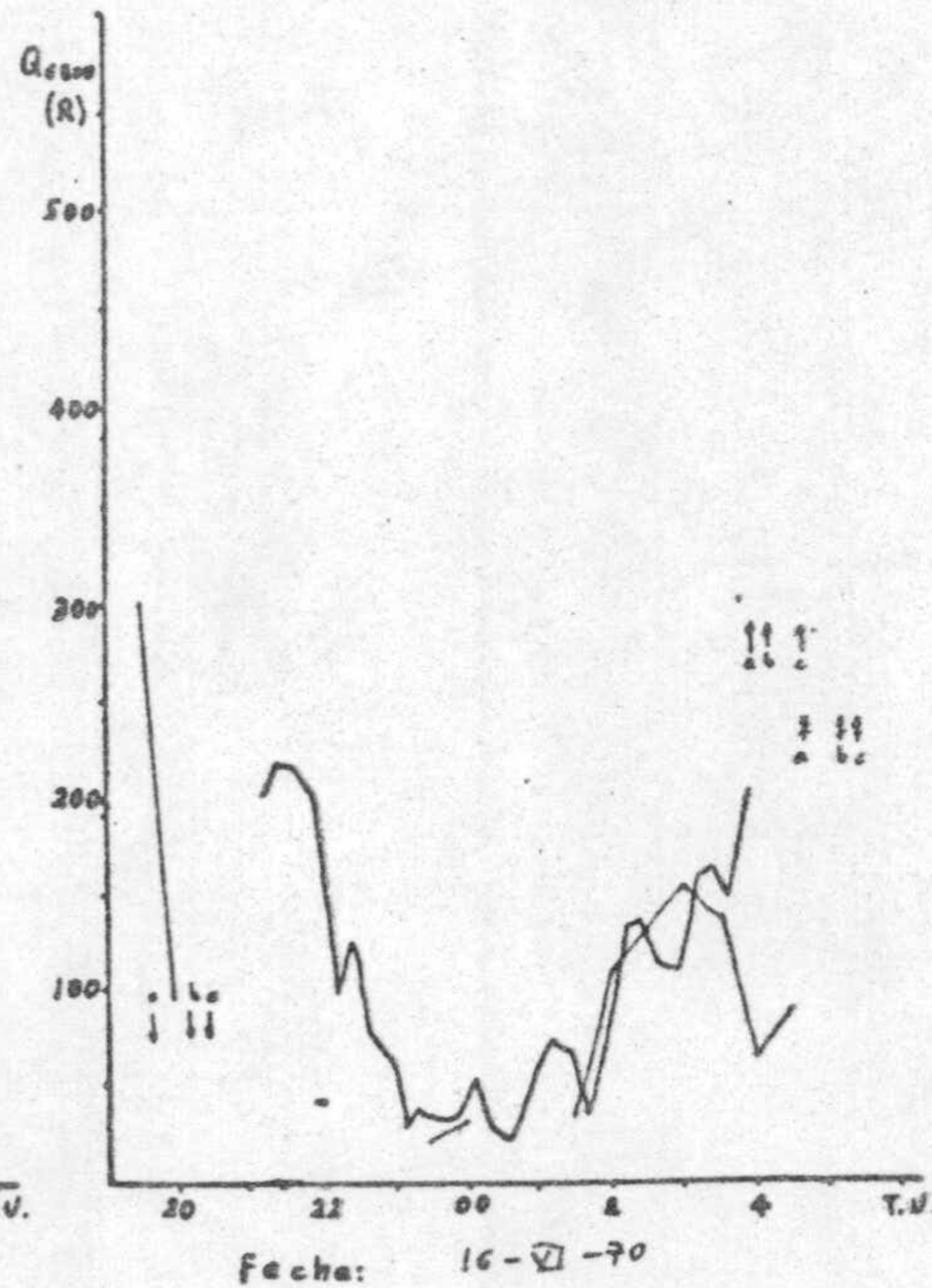
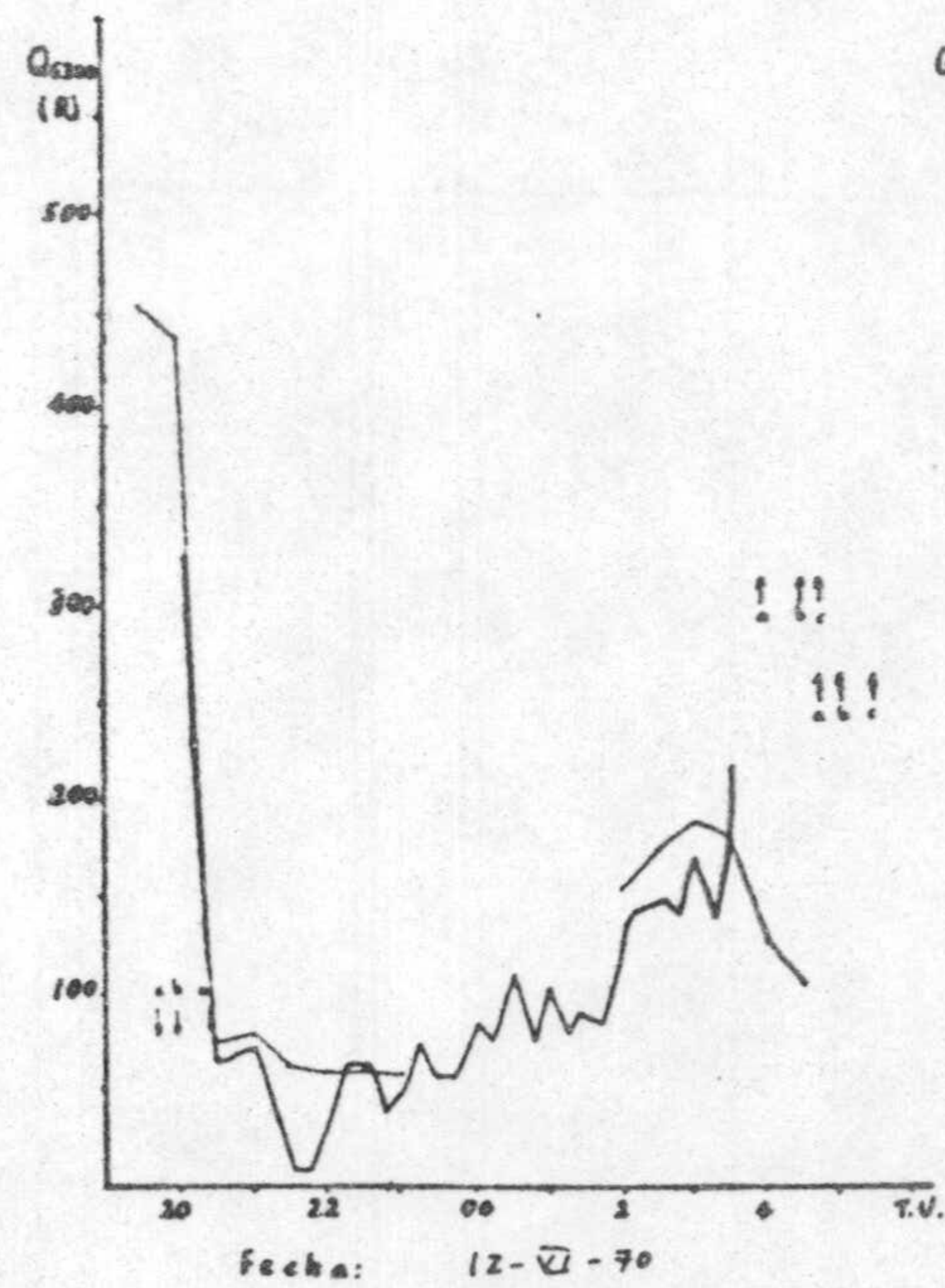
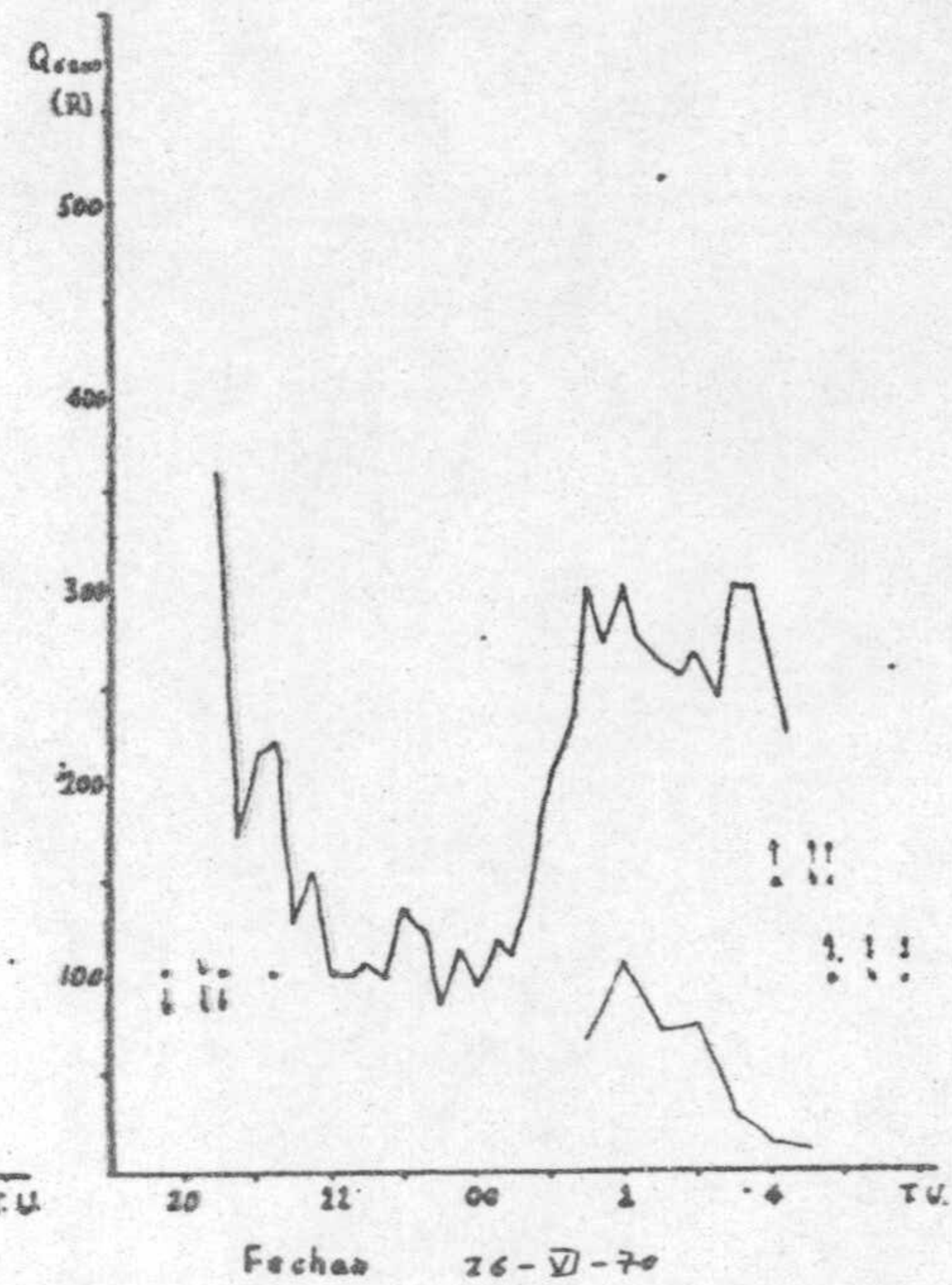
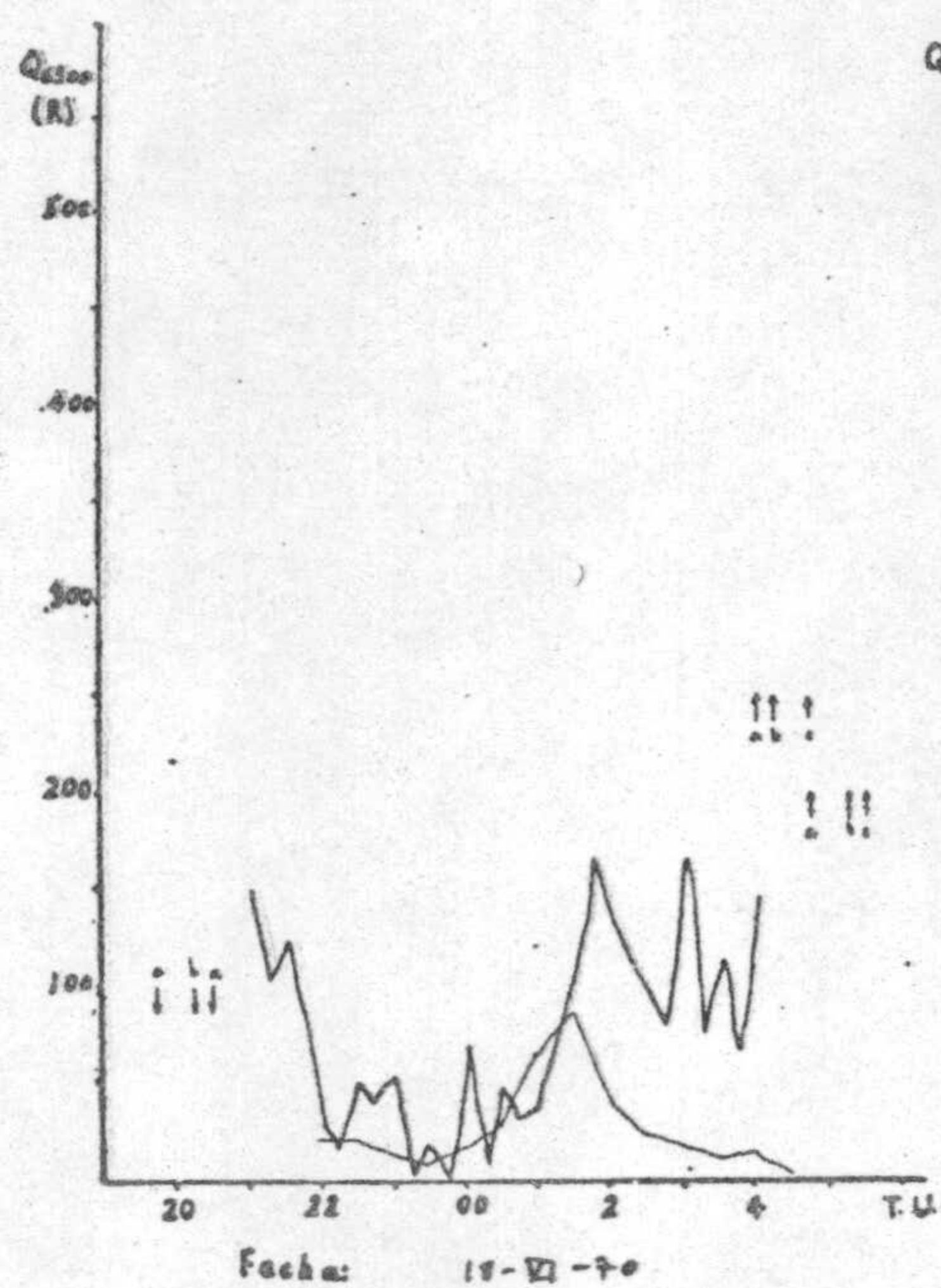
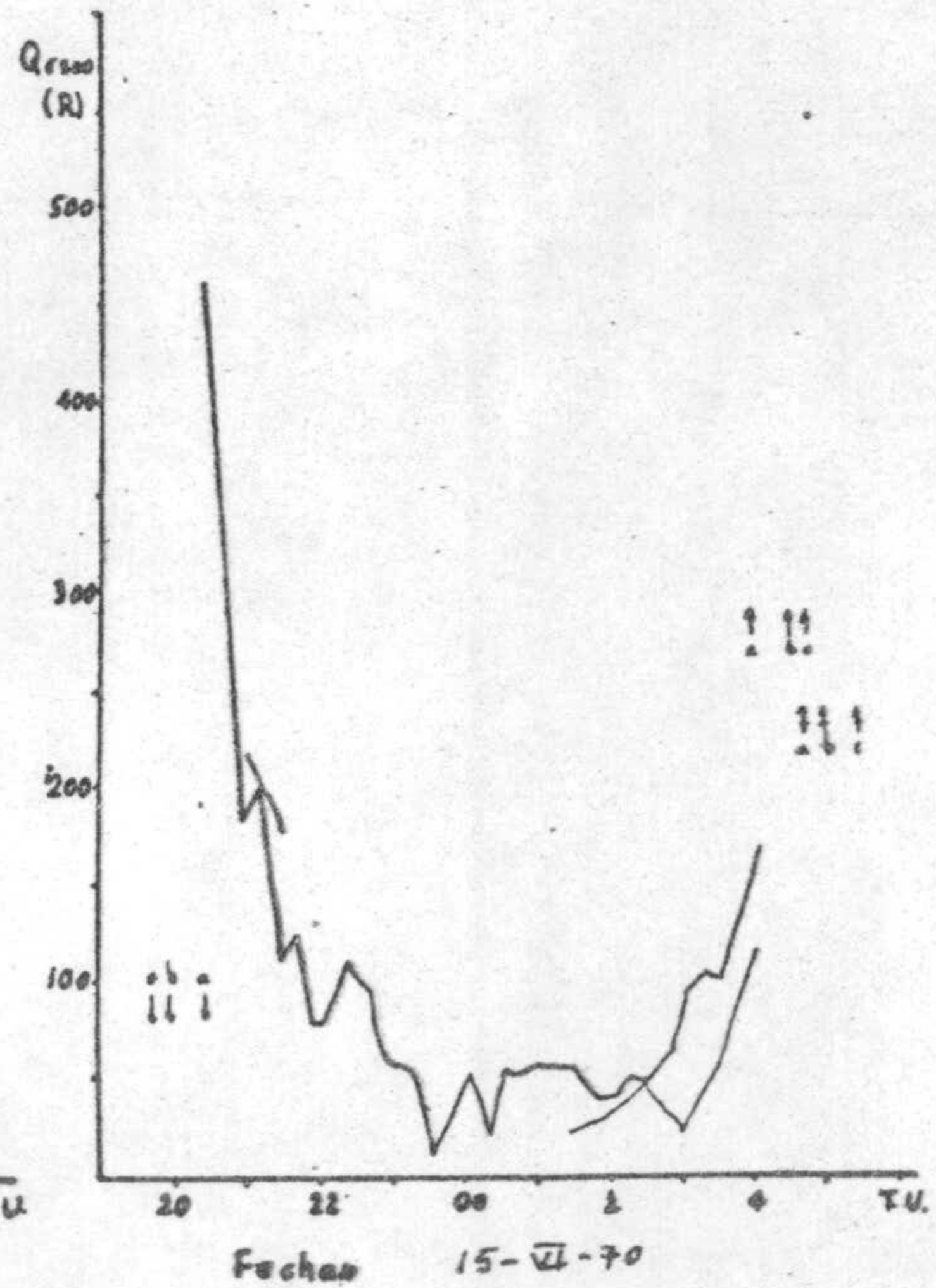
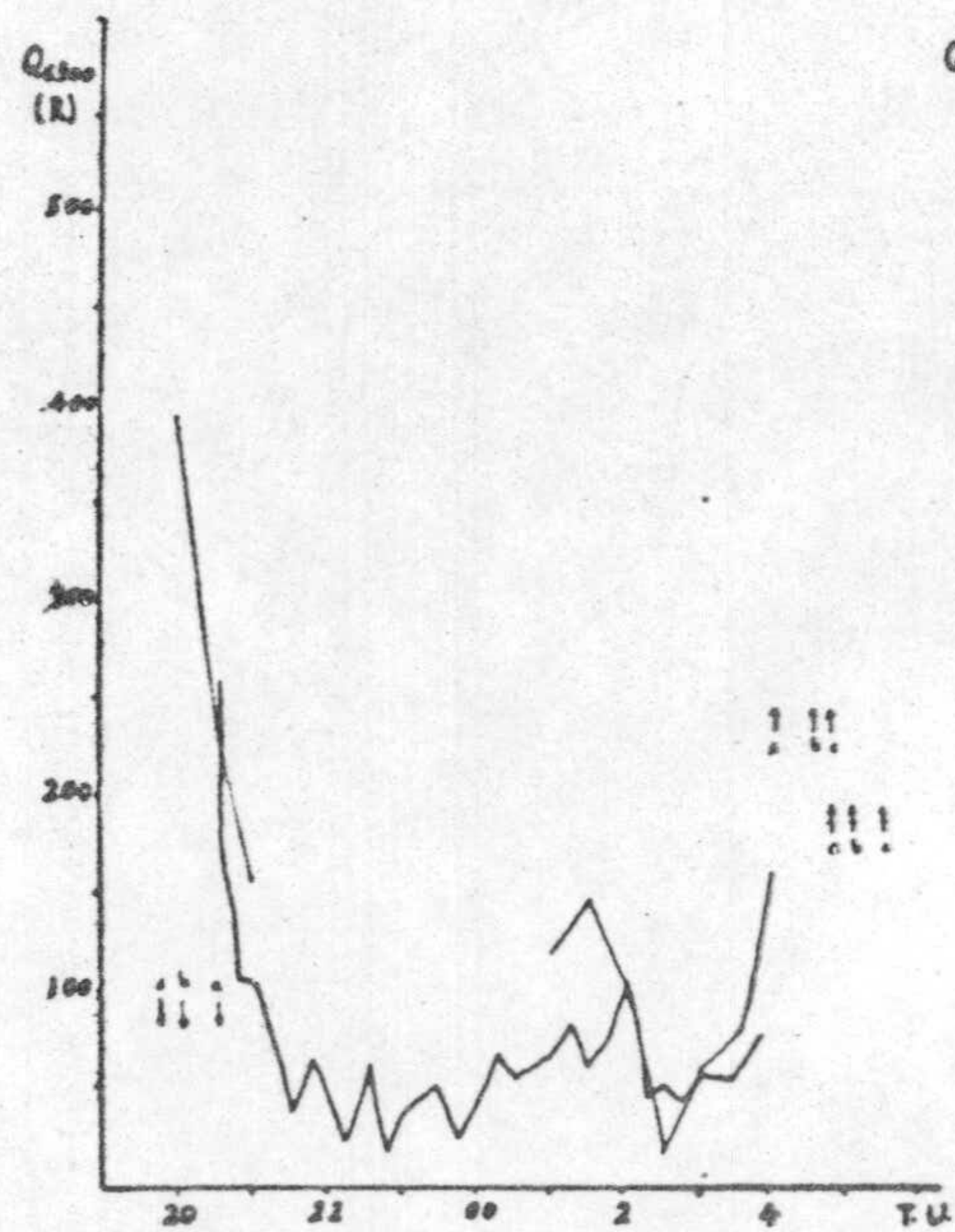


Fecha: 5-V-70

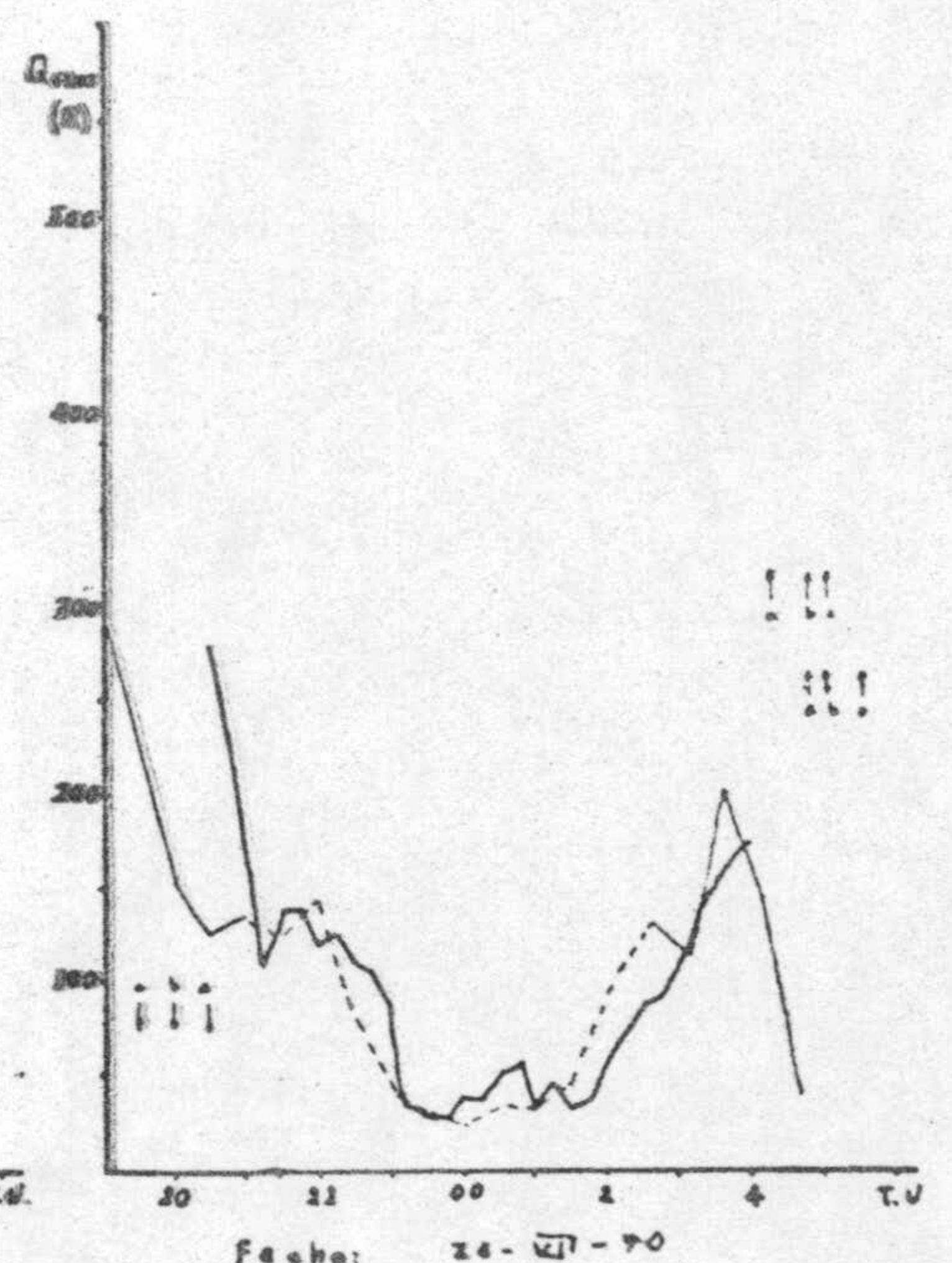
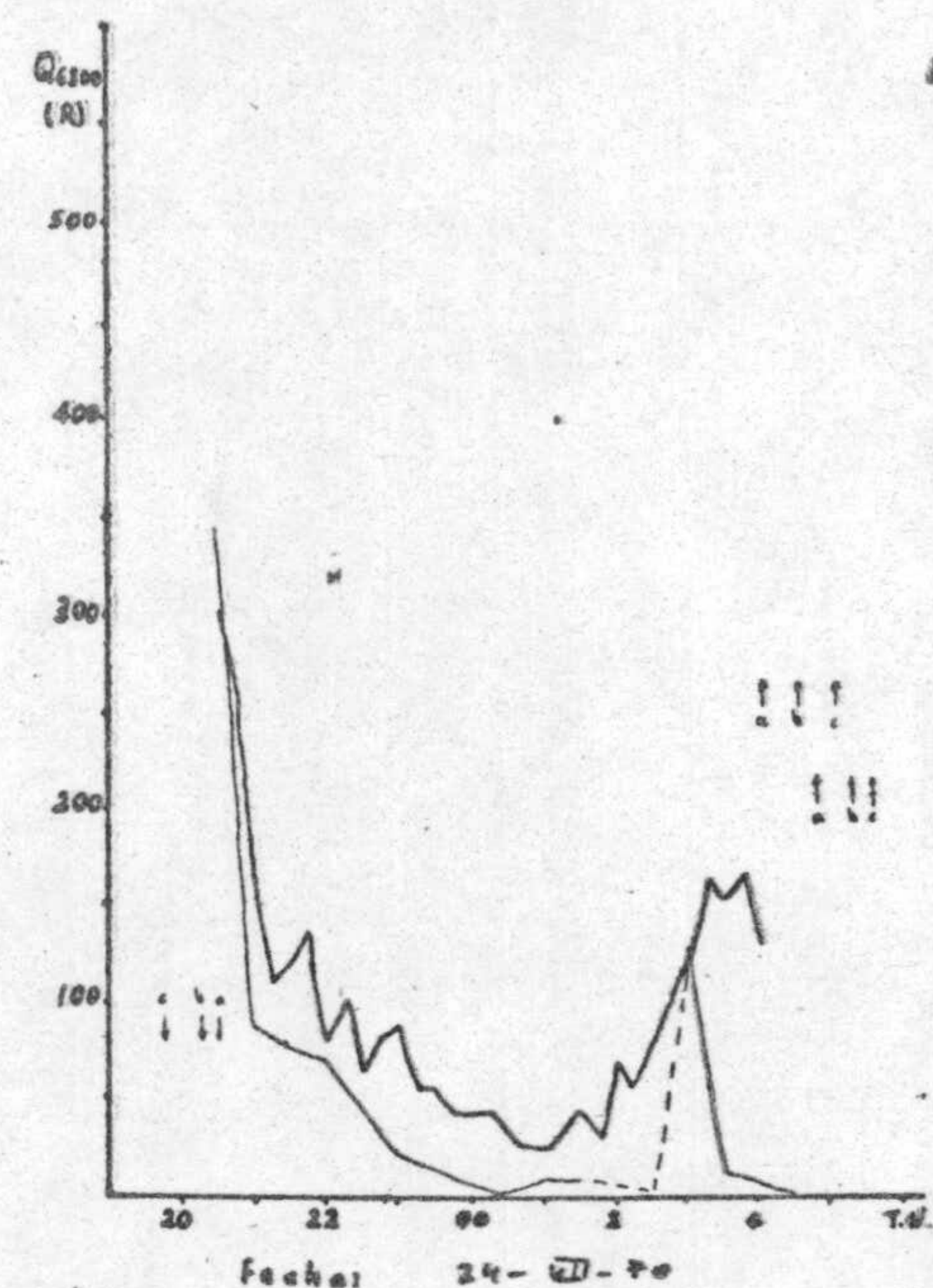
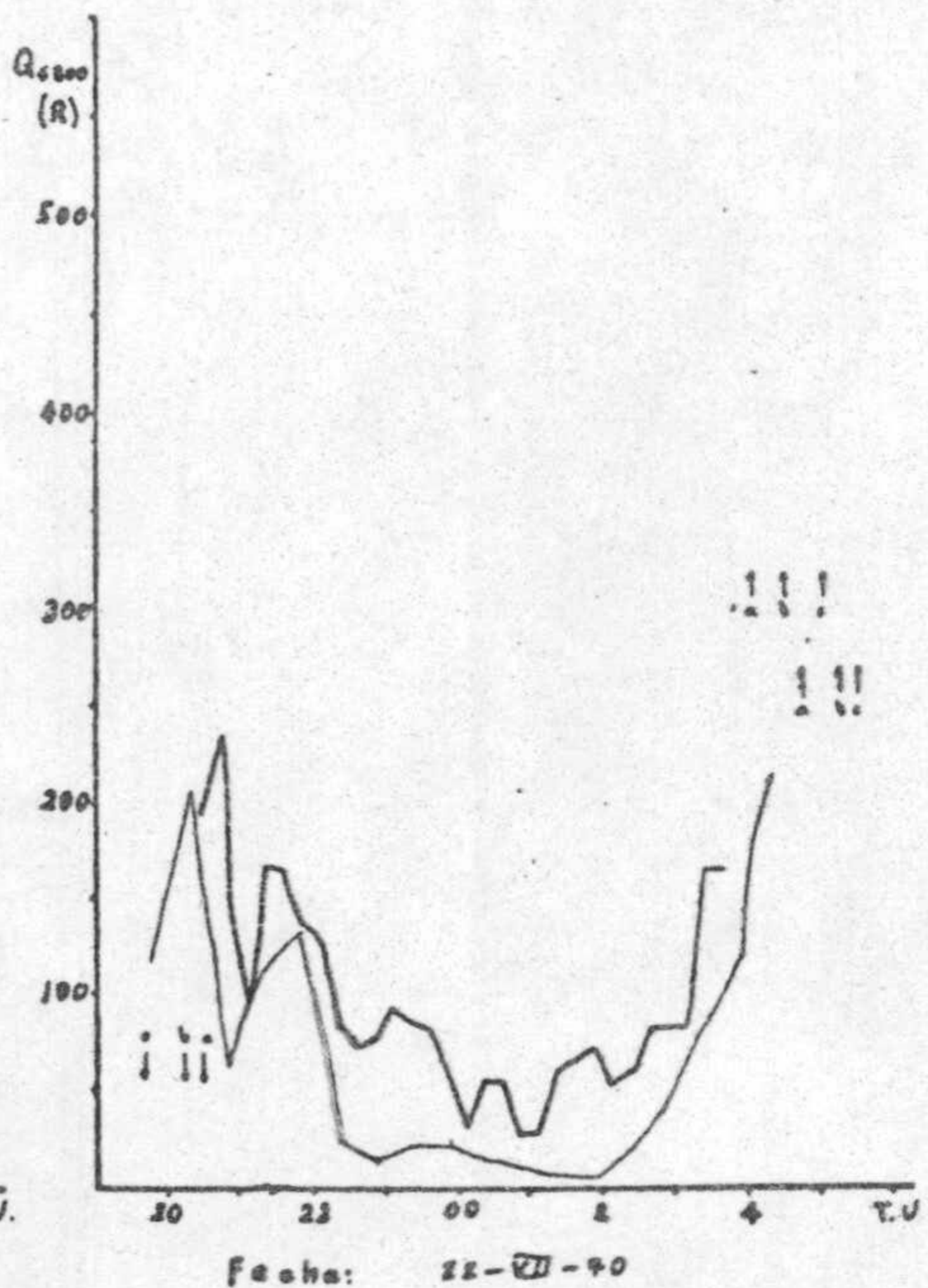
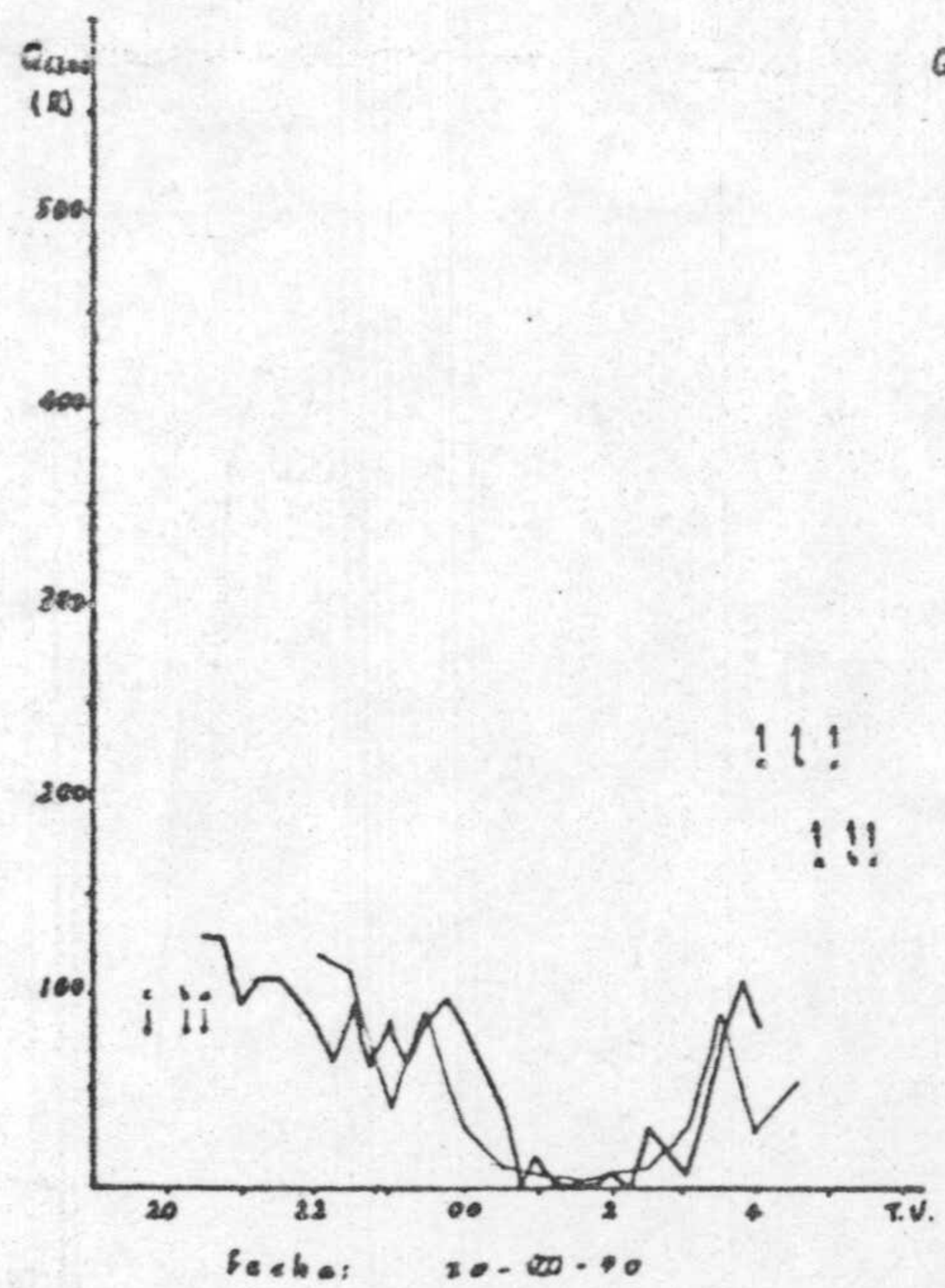
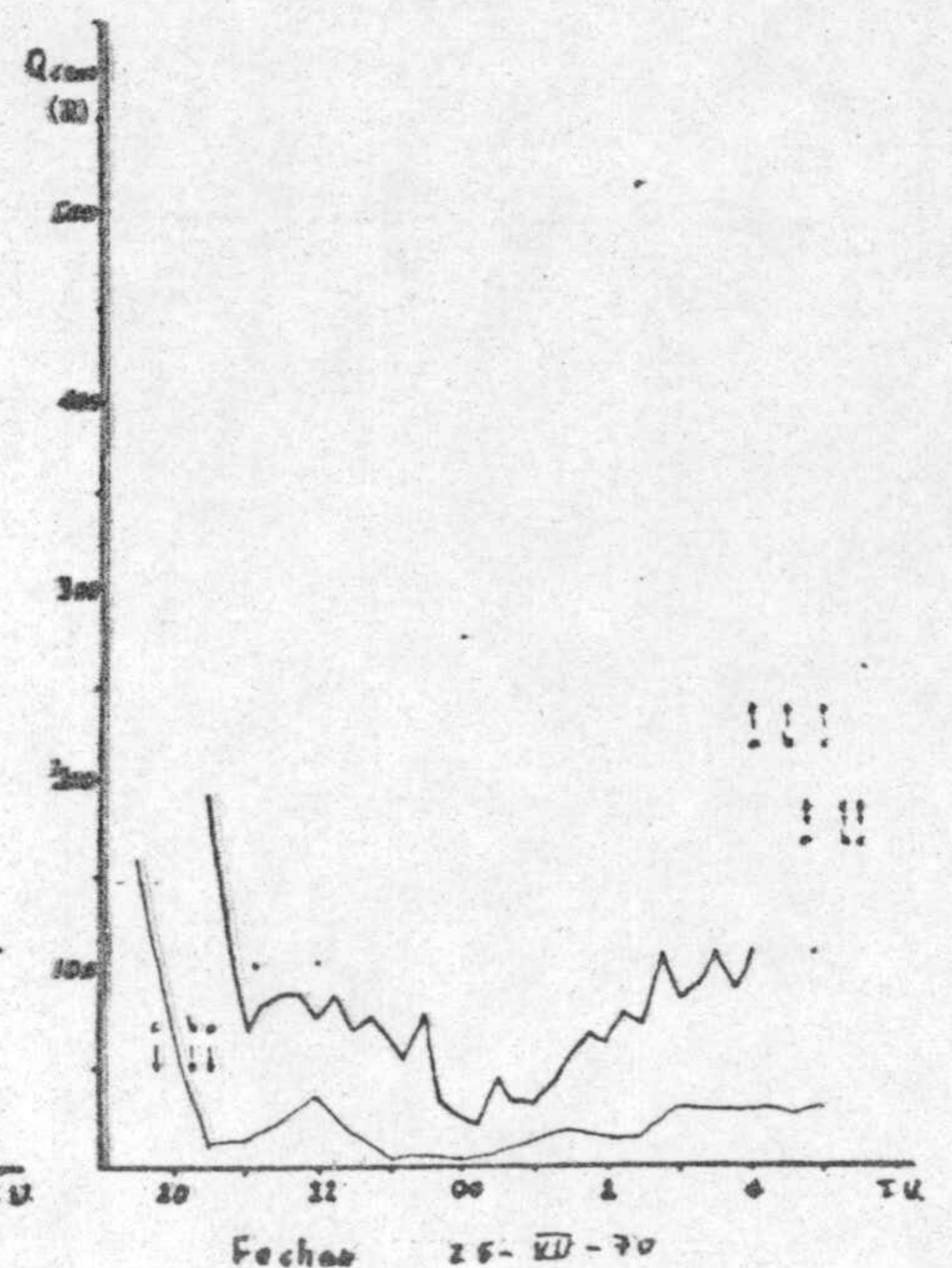
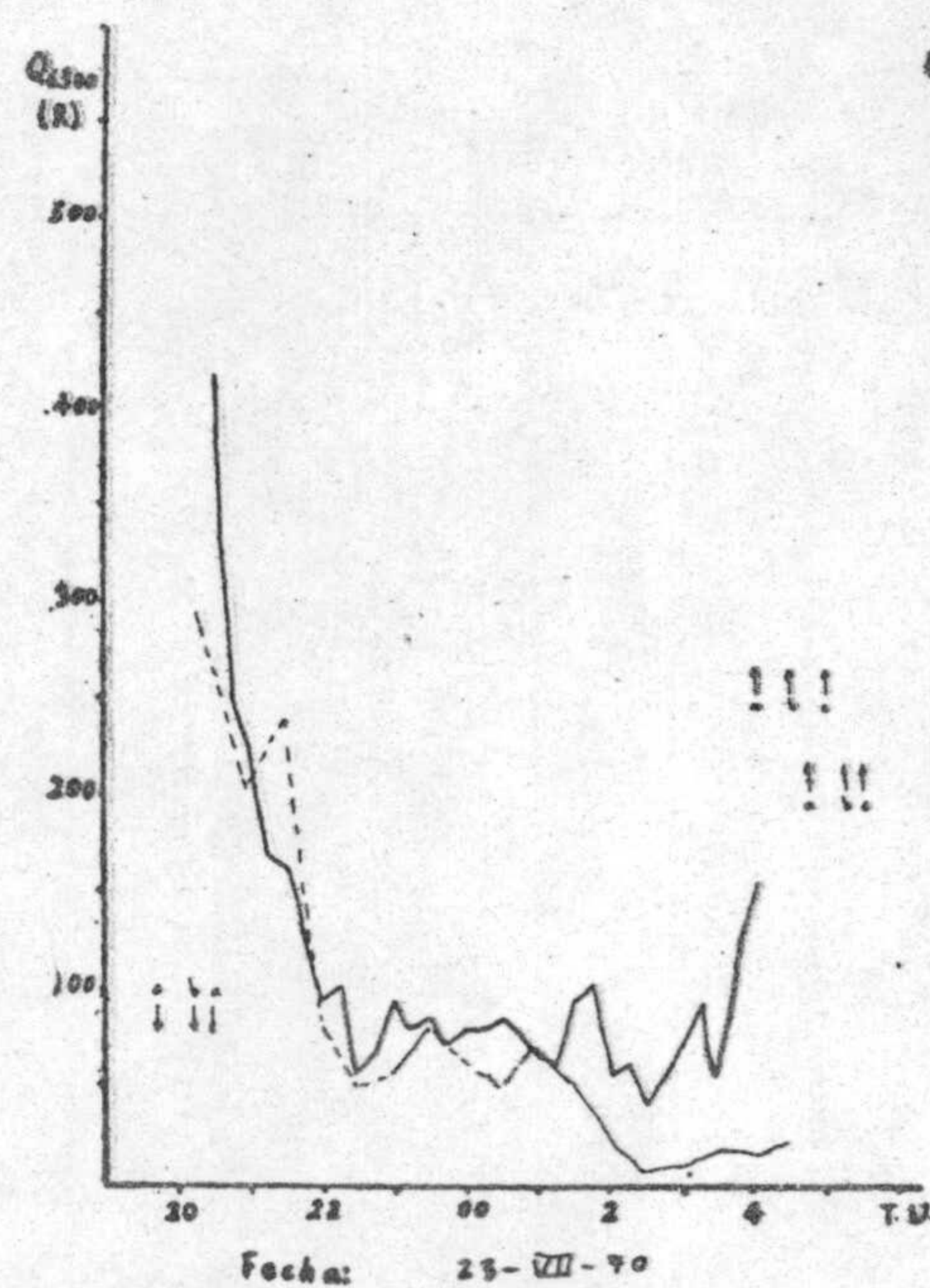
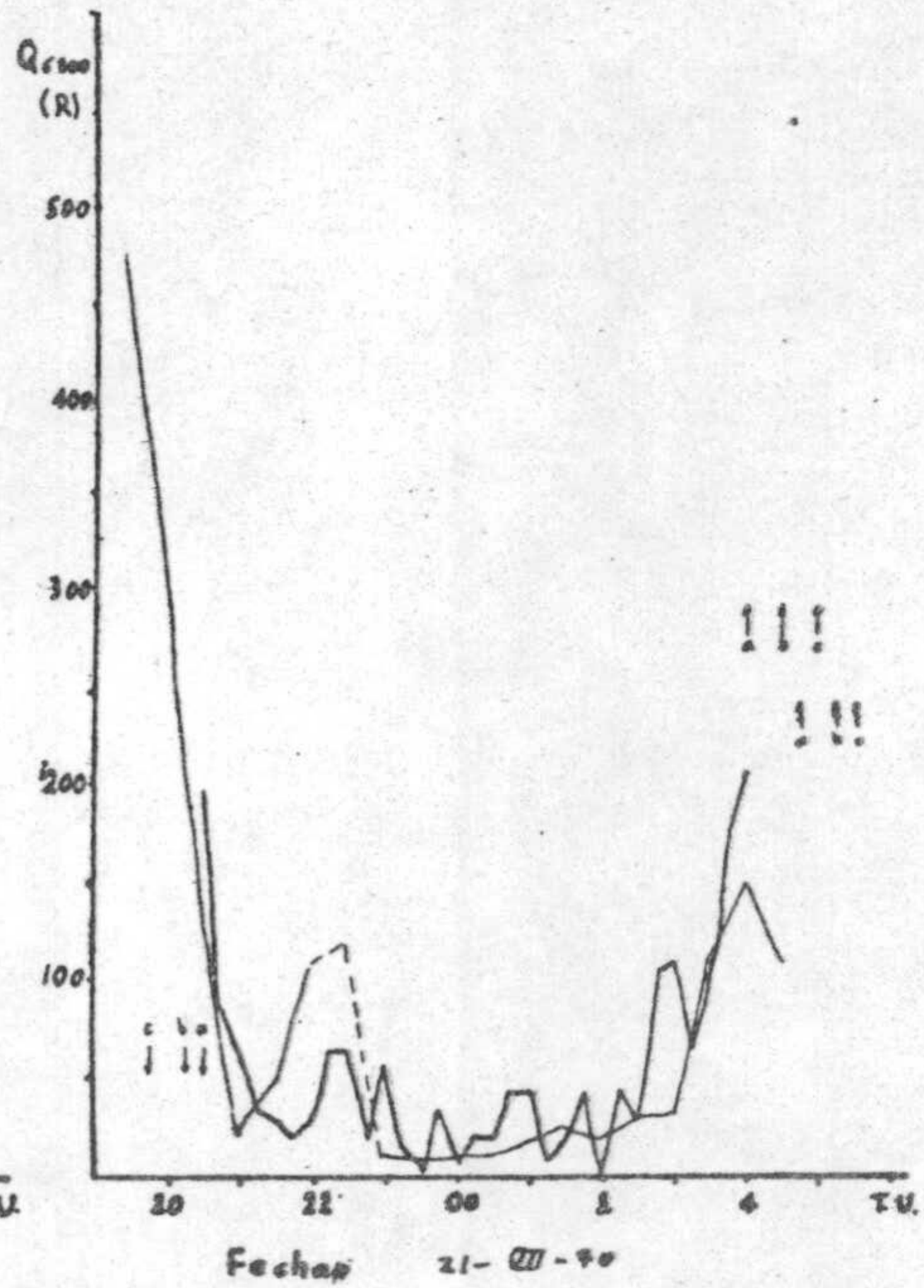
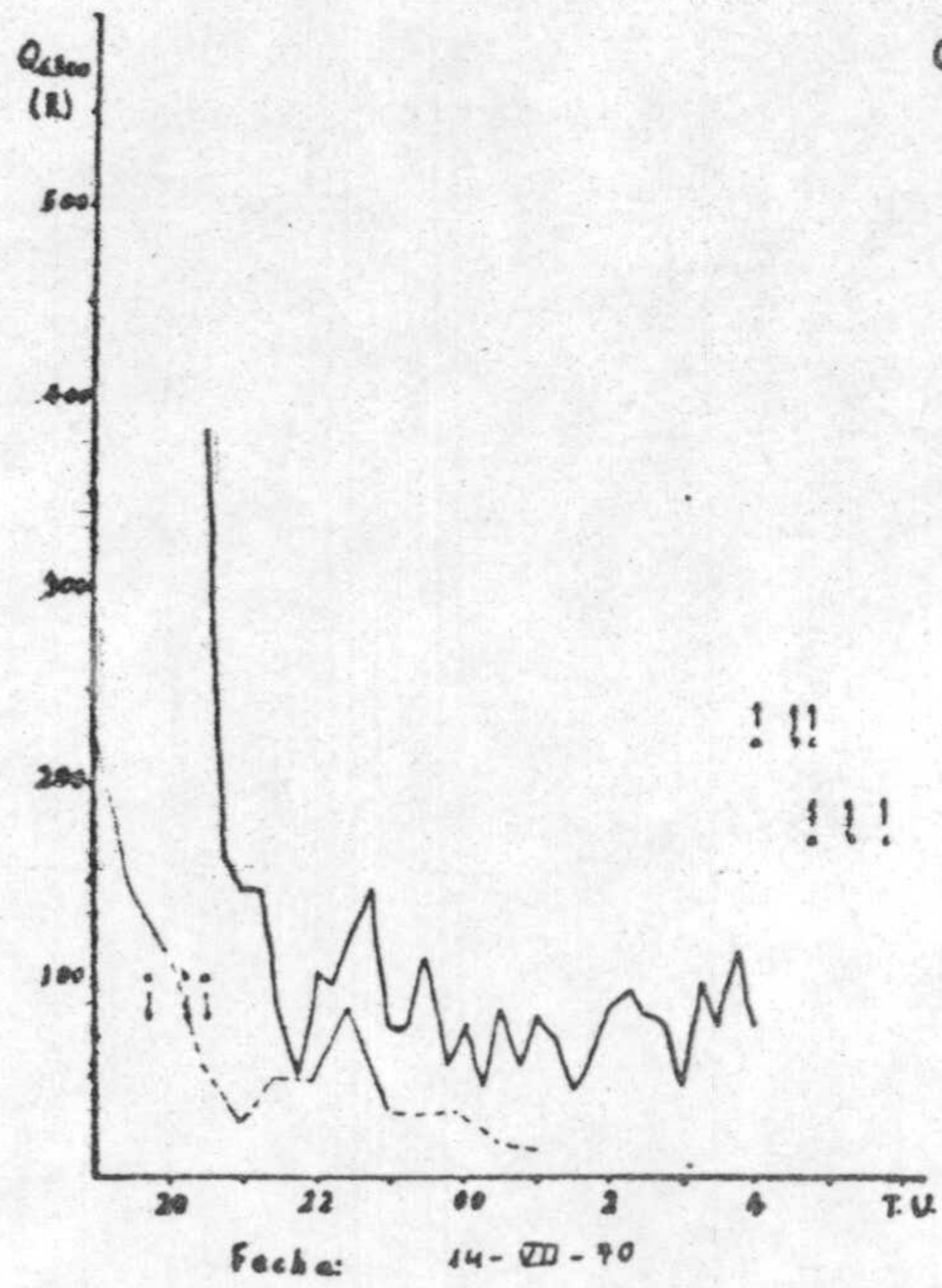


Fecha: 6-V-70

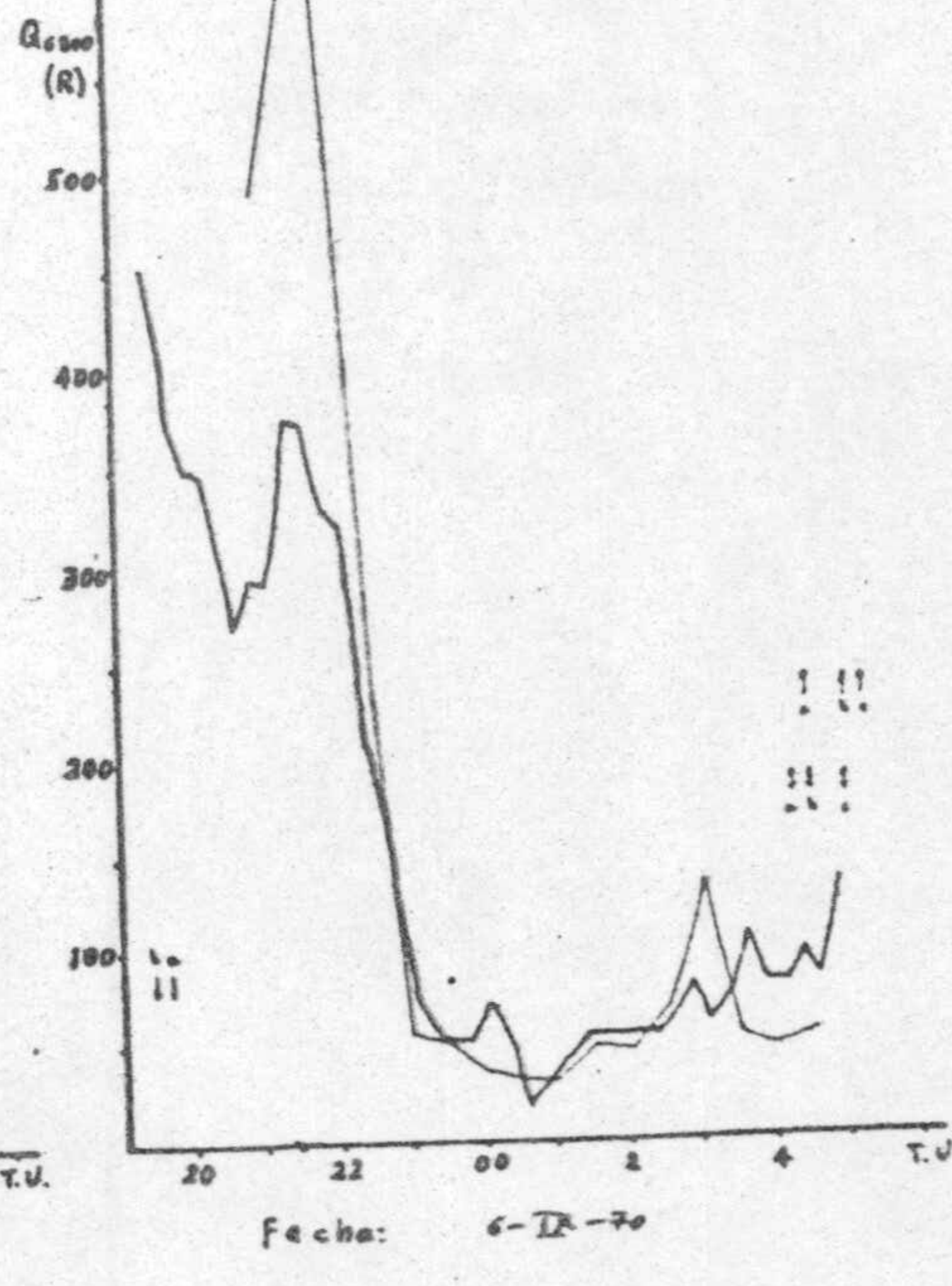
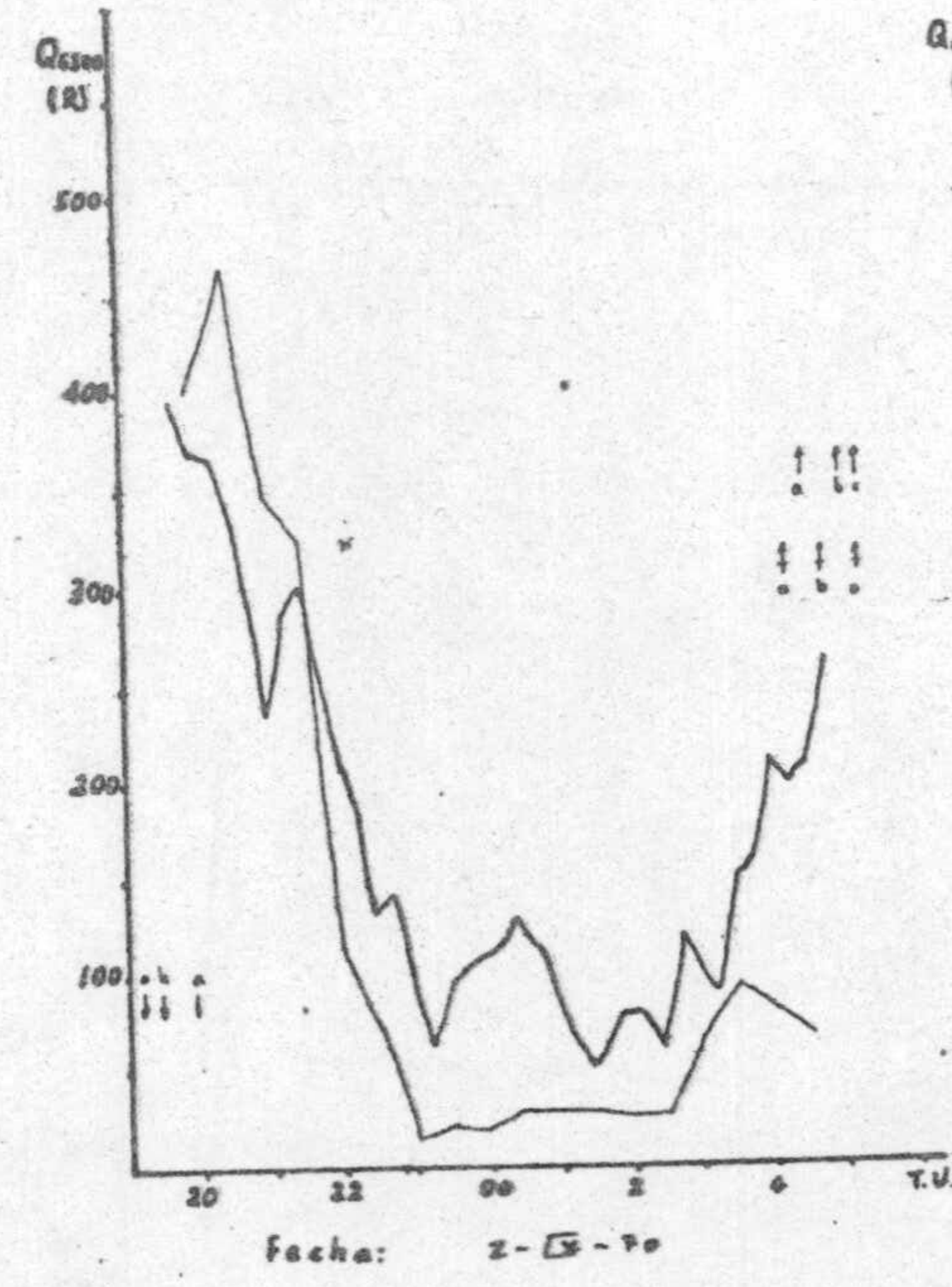
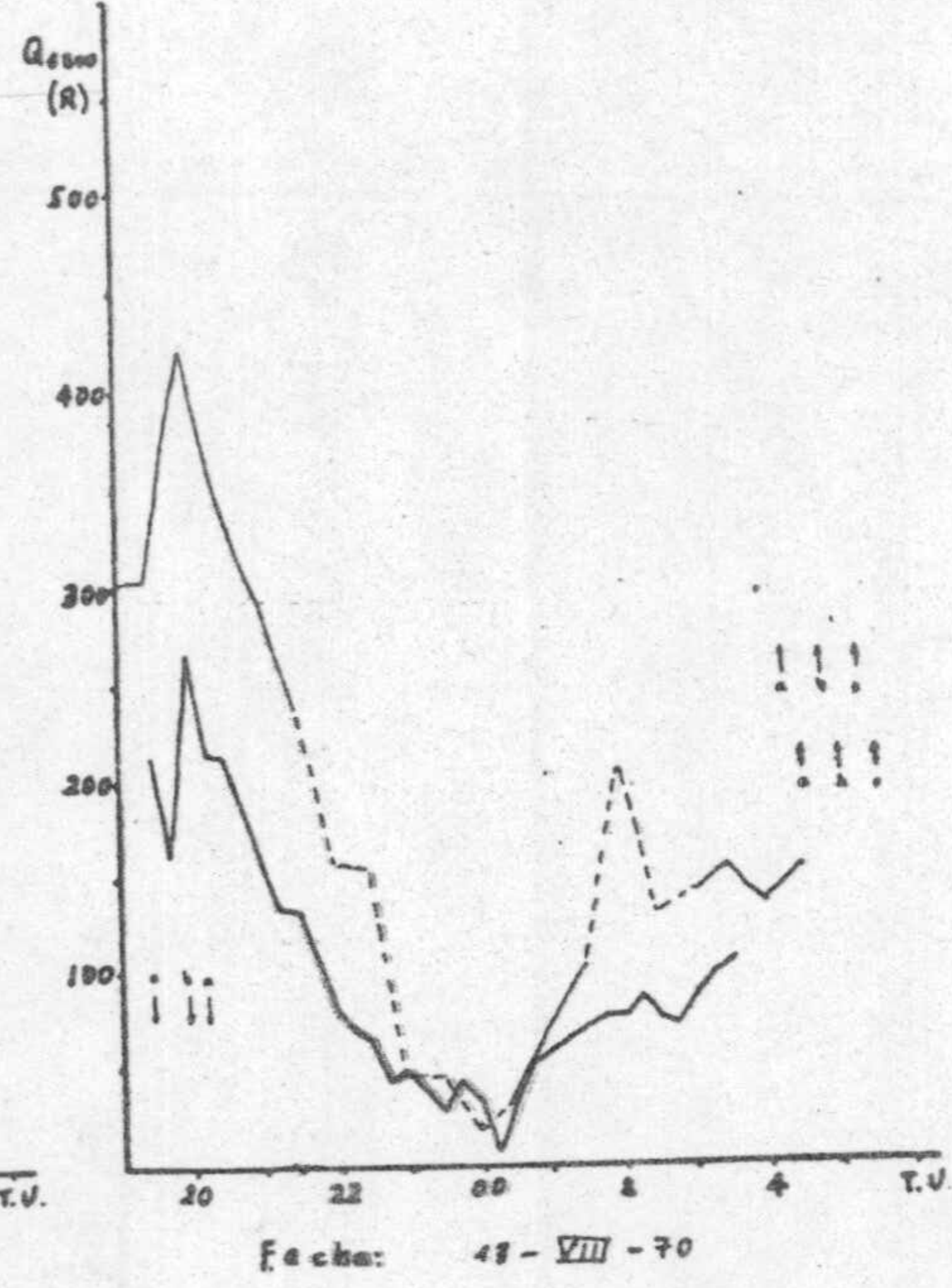
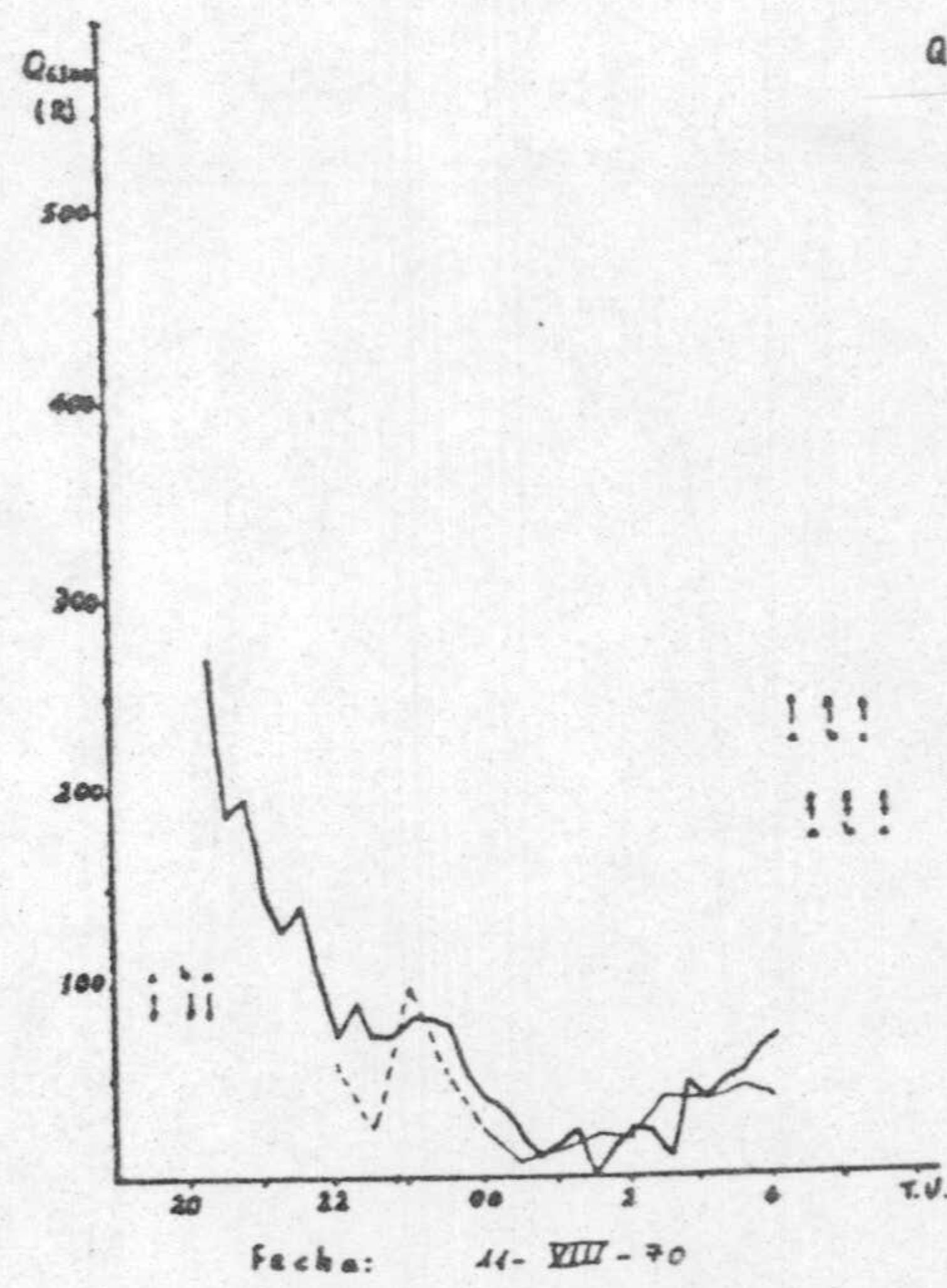
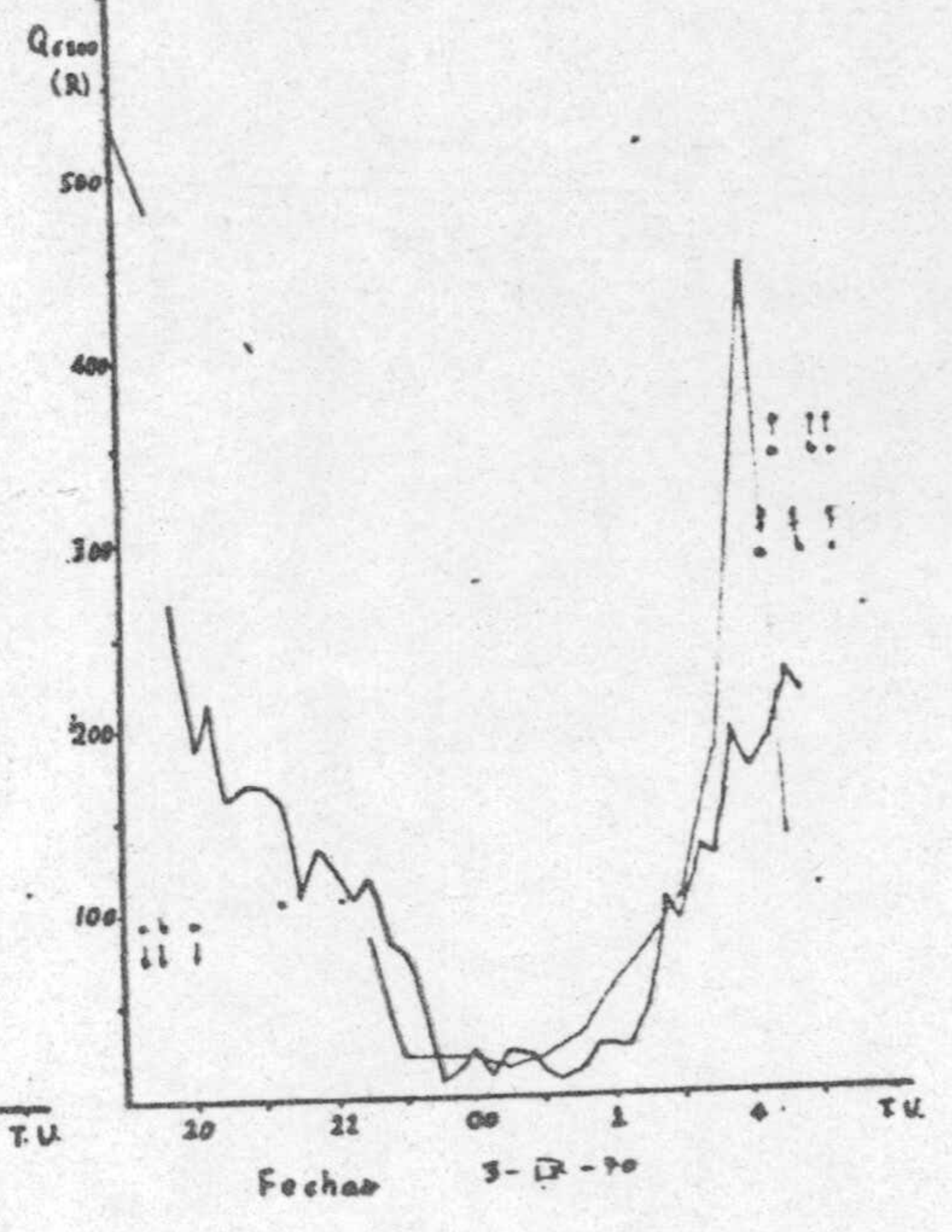
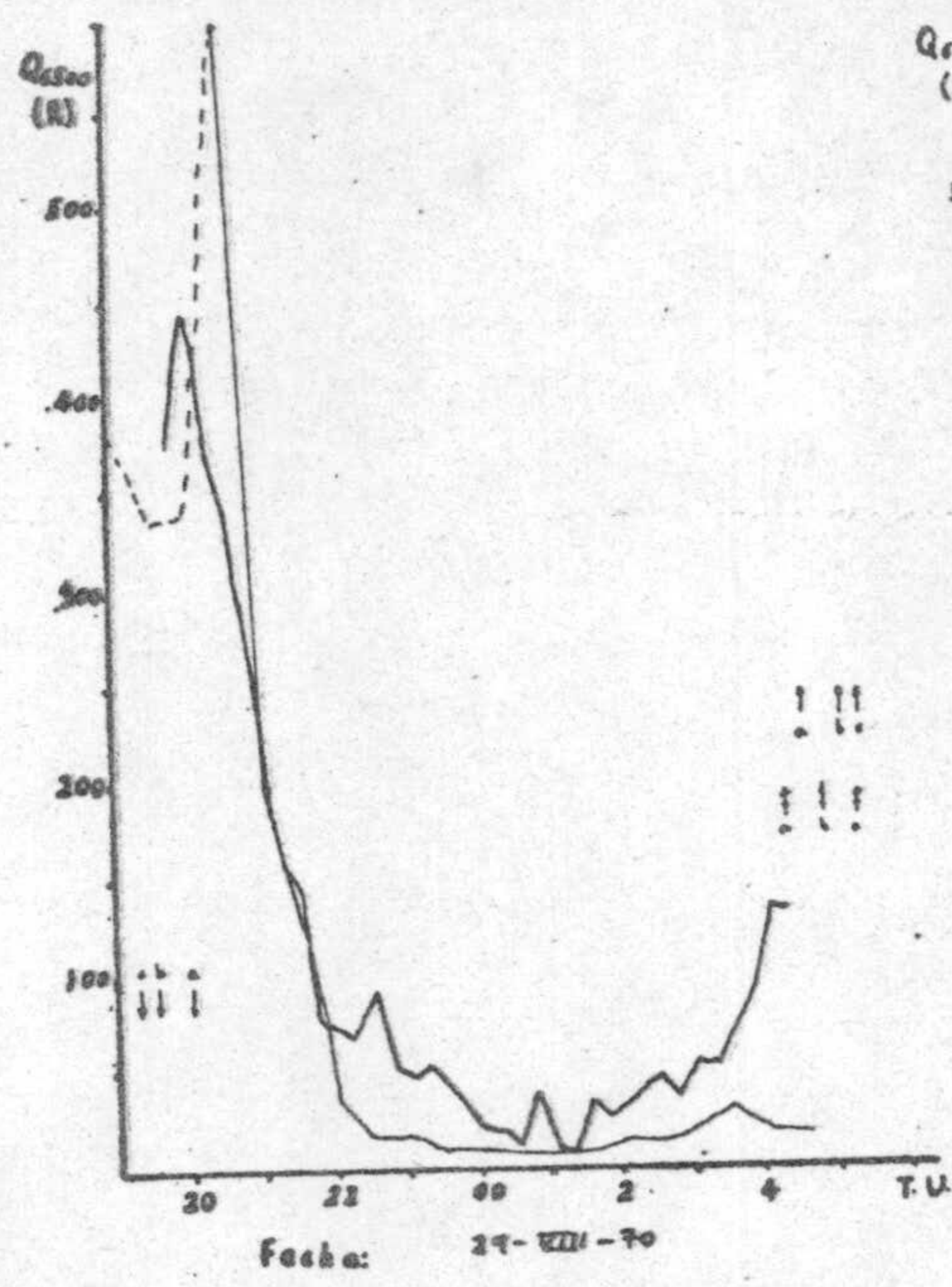
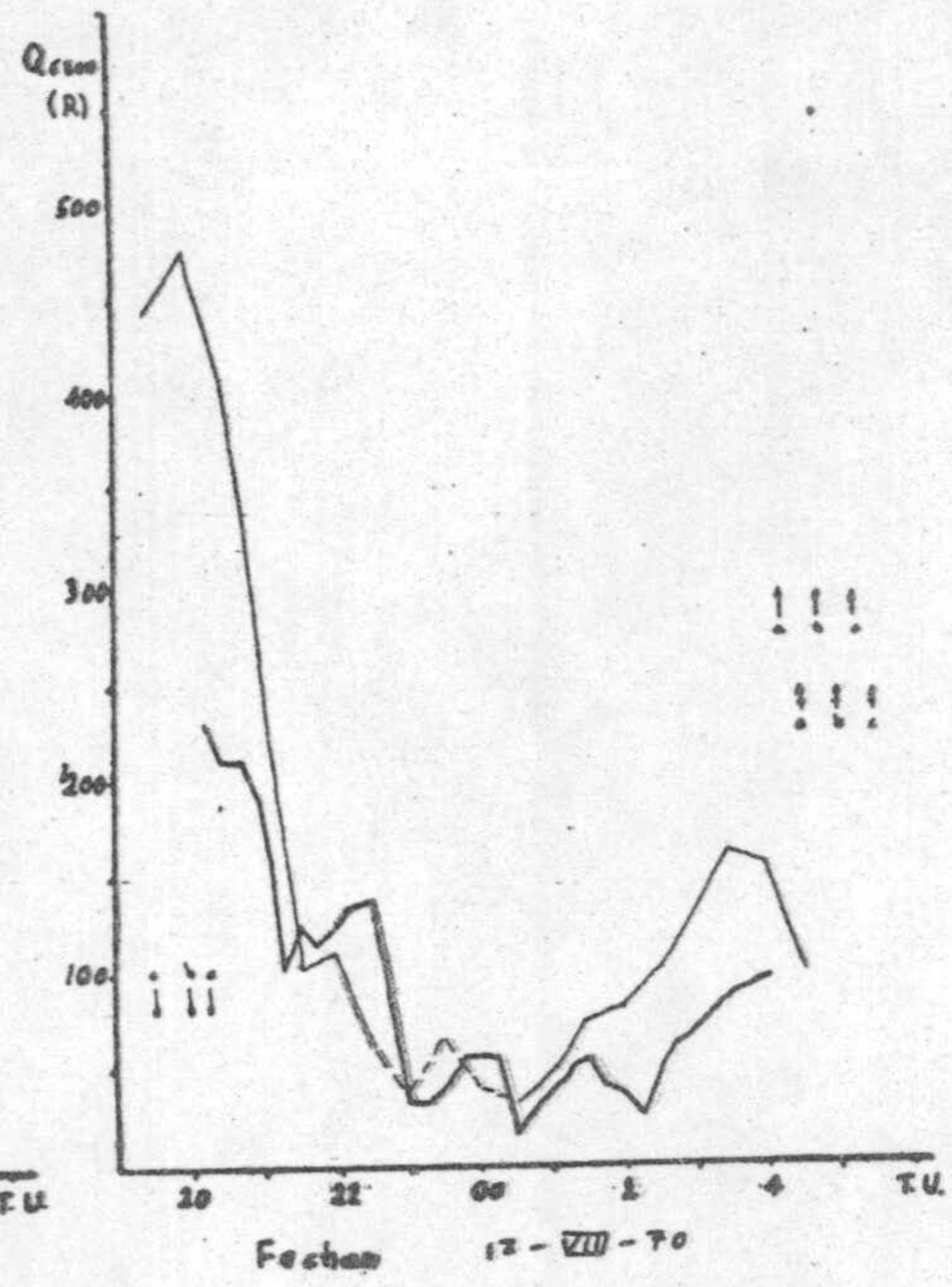
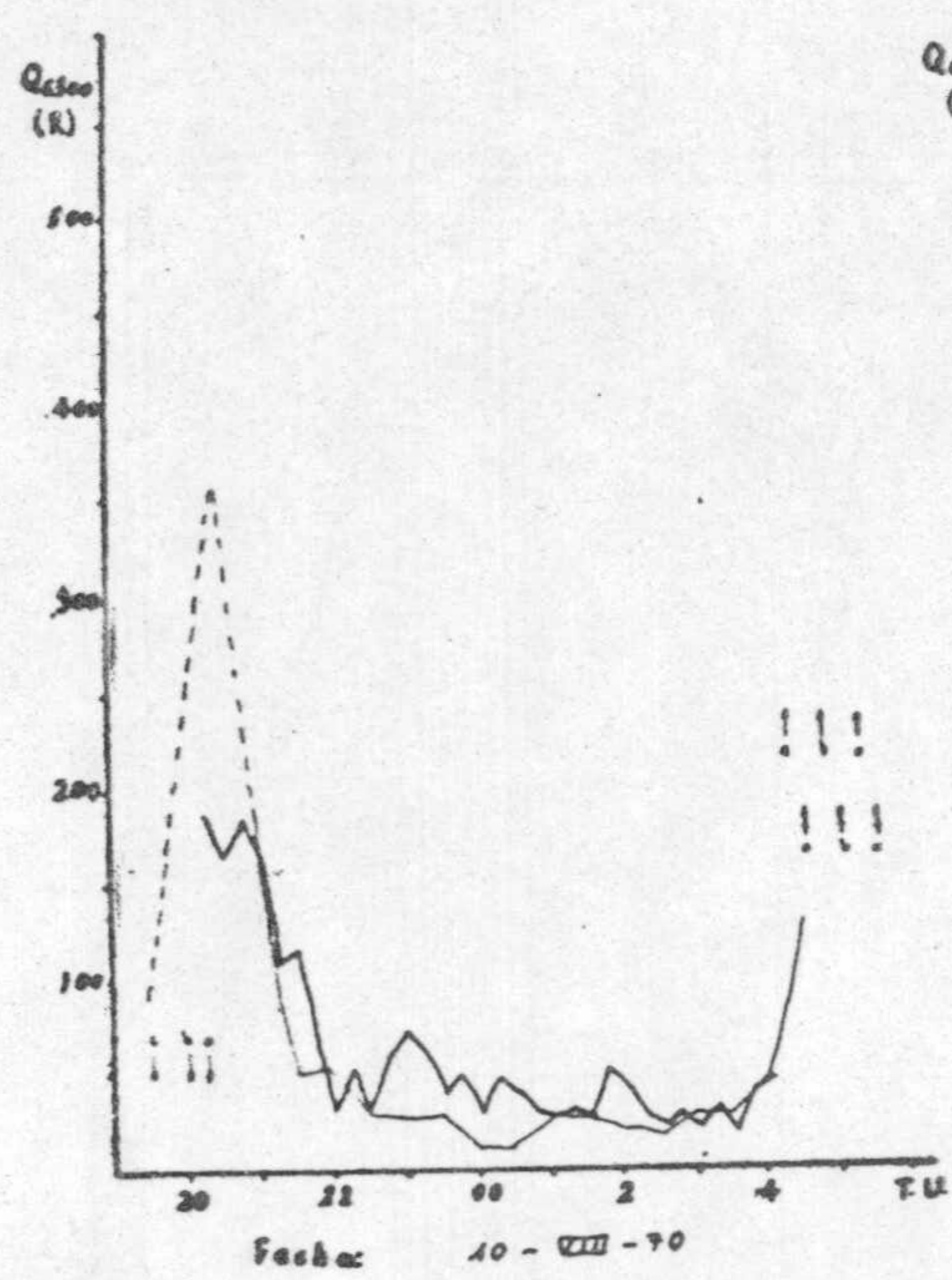




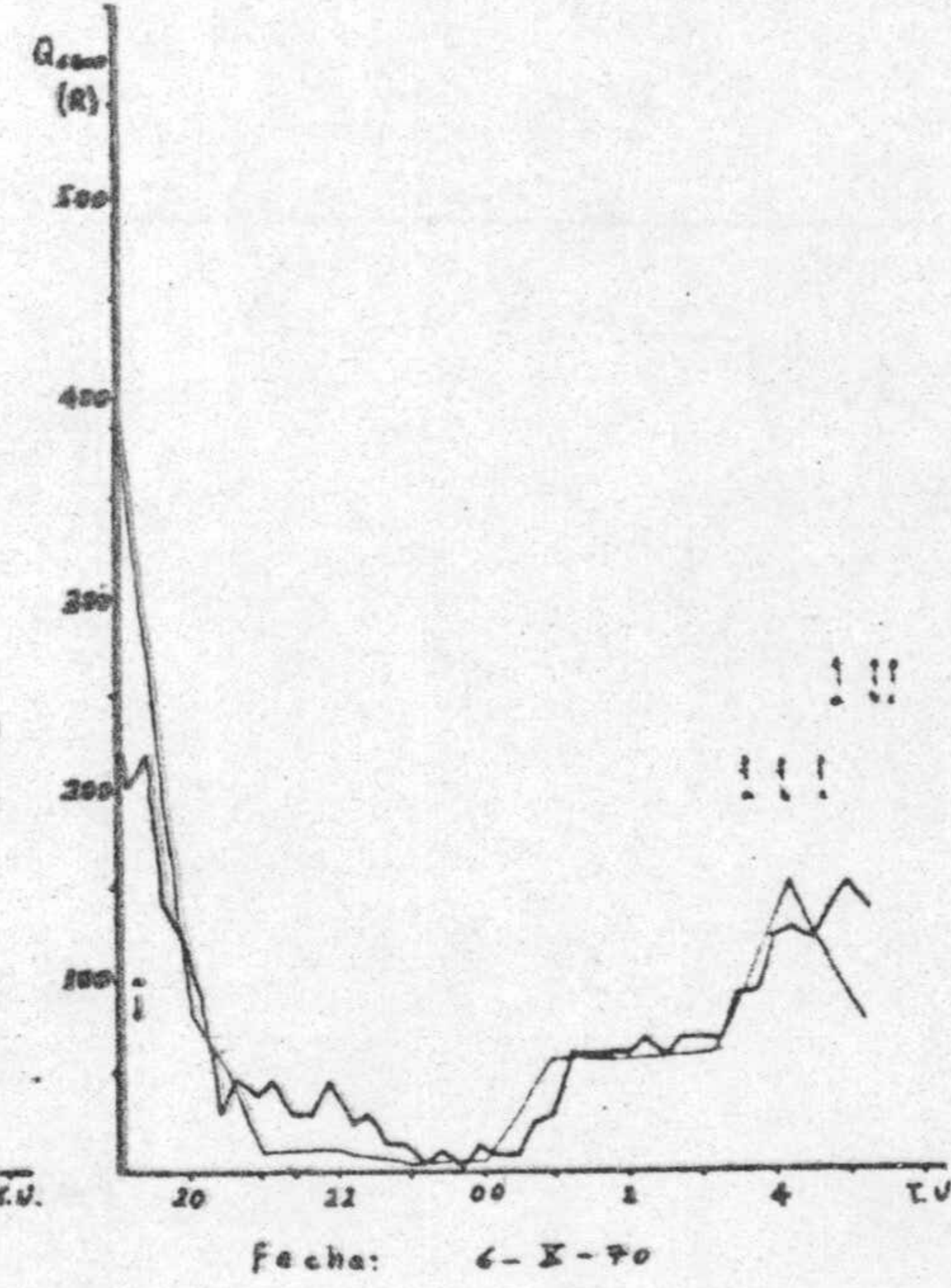
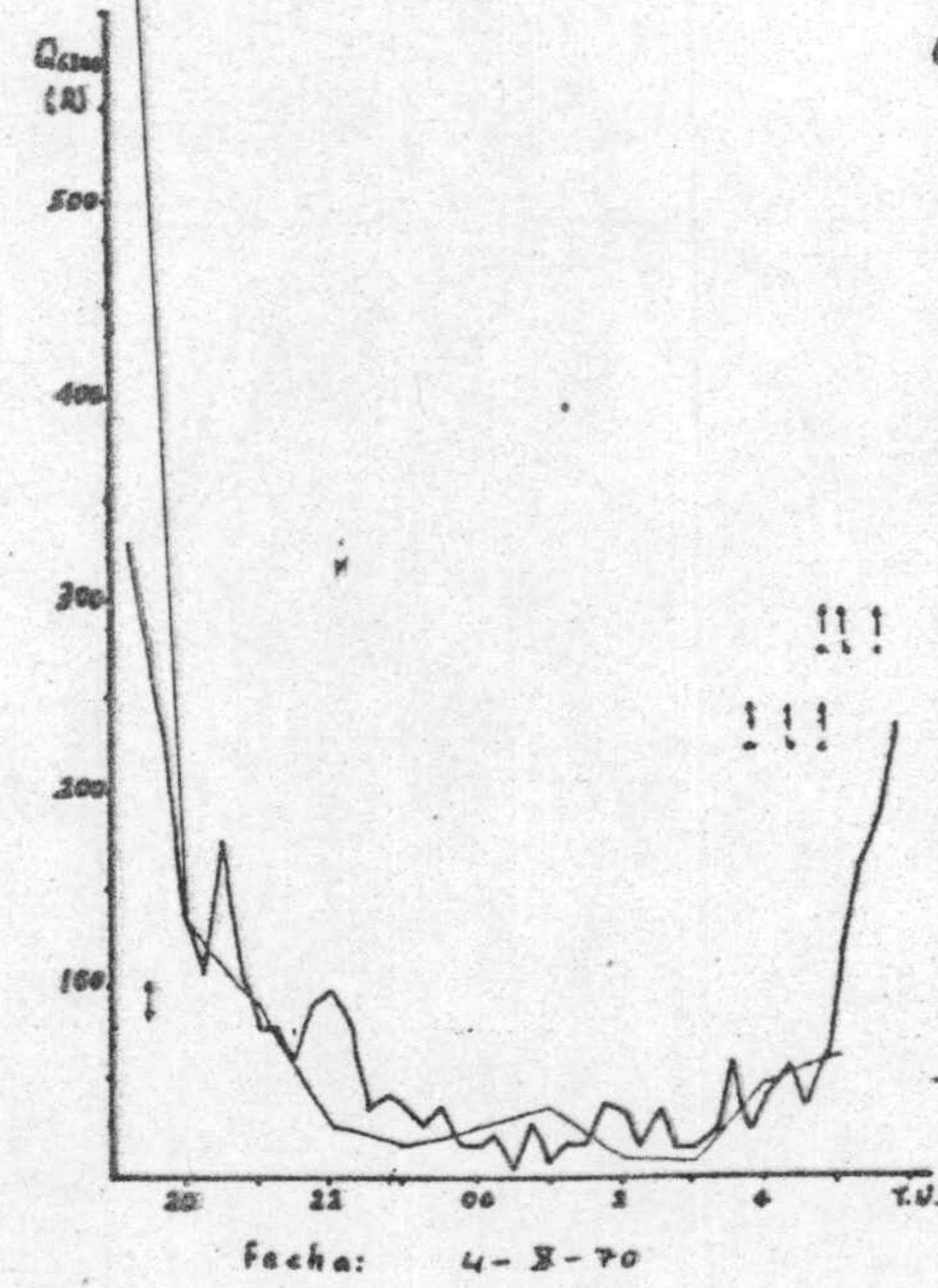
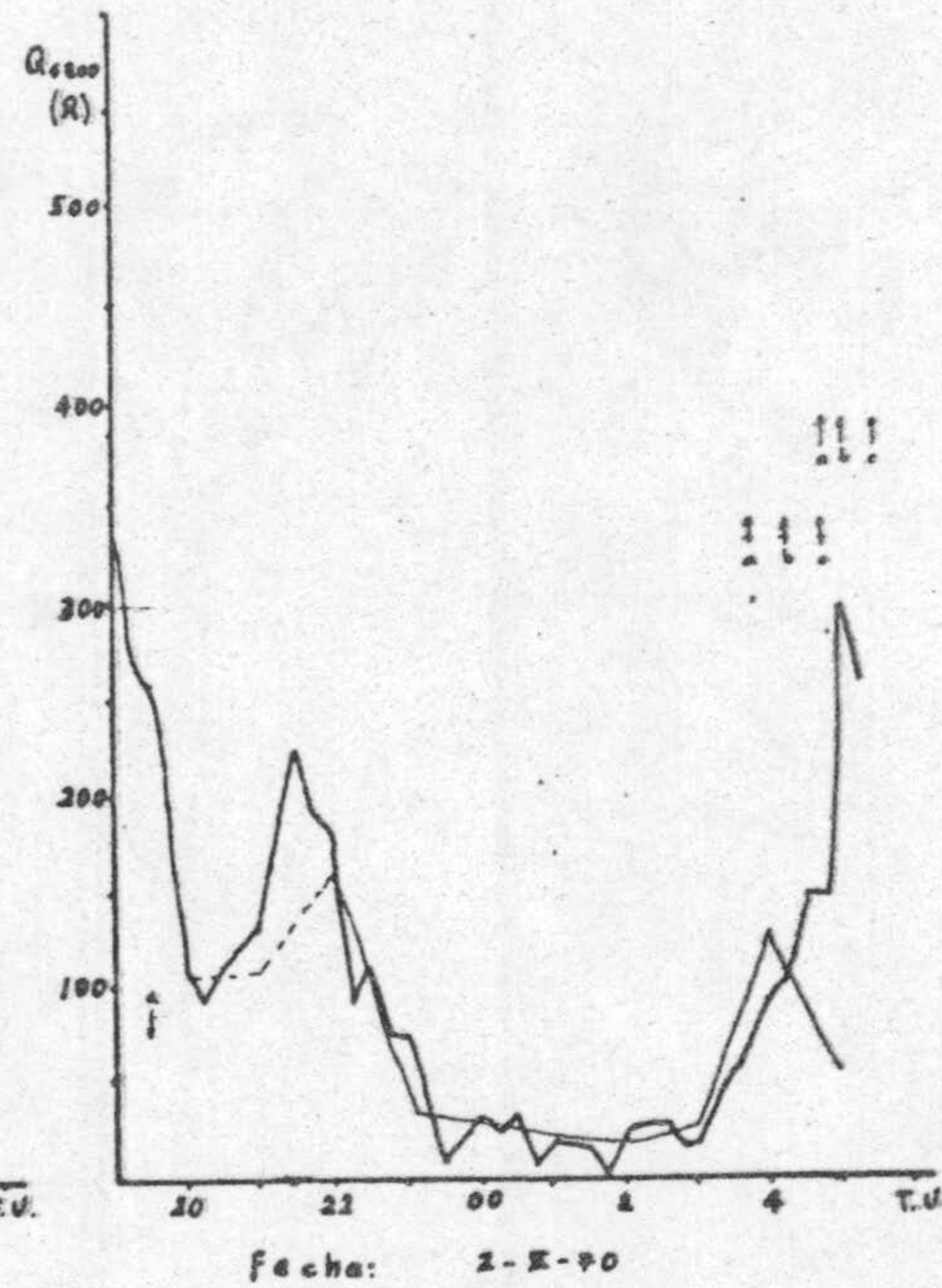
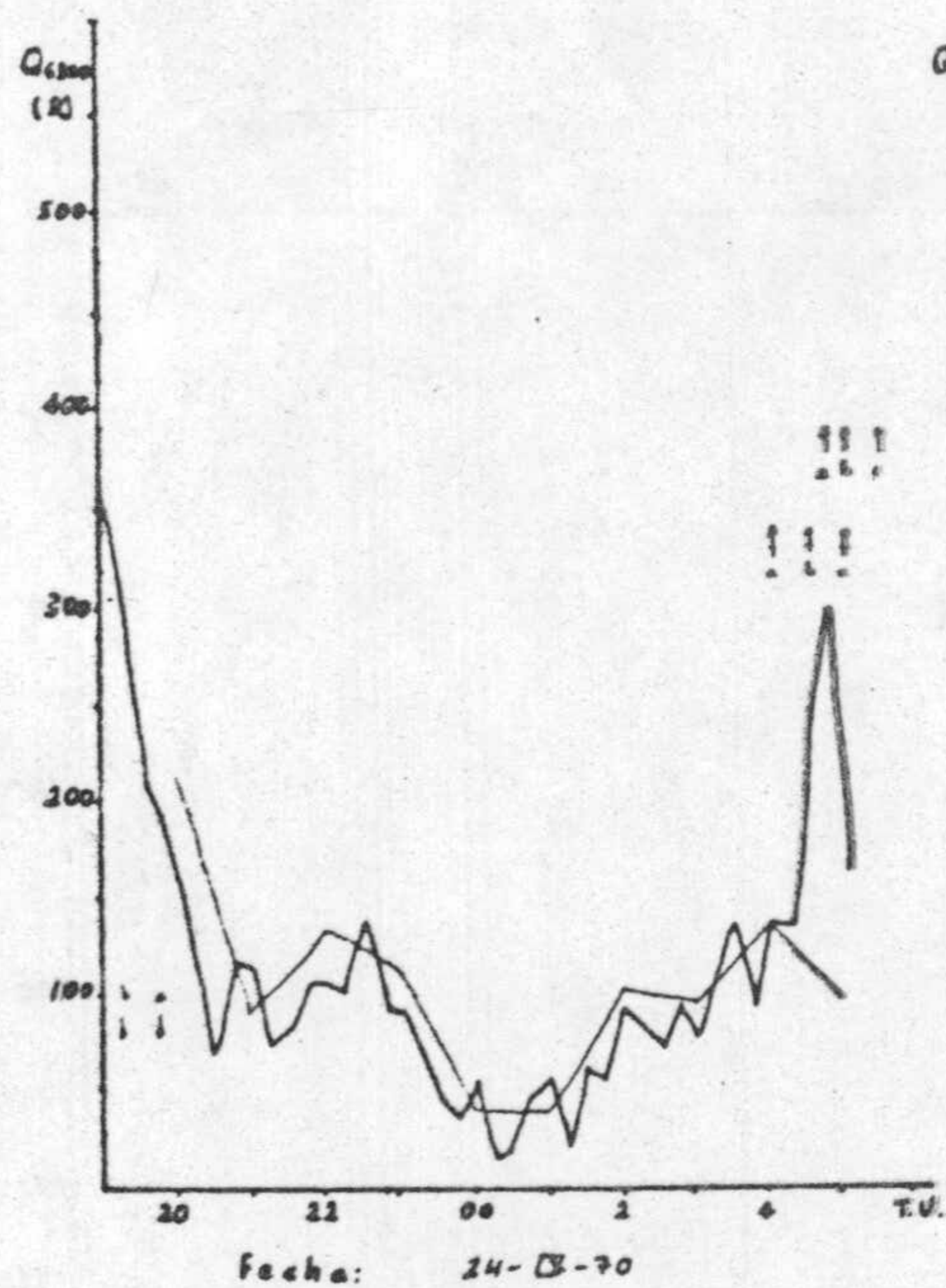
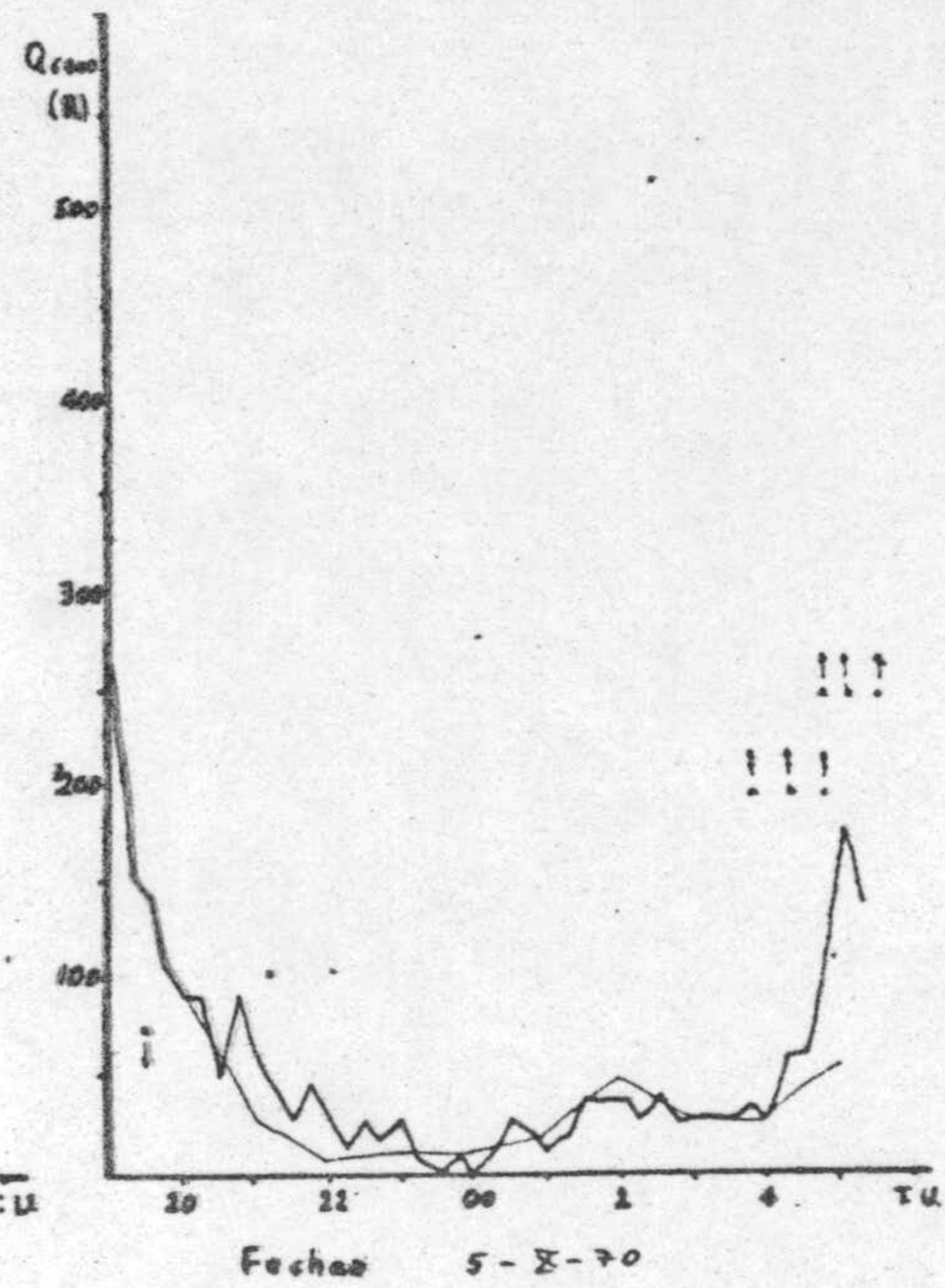
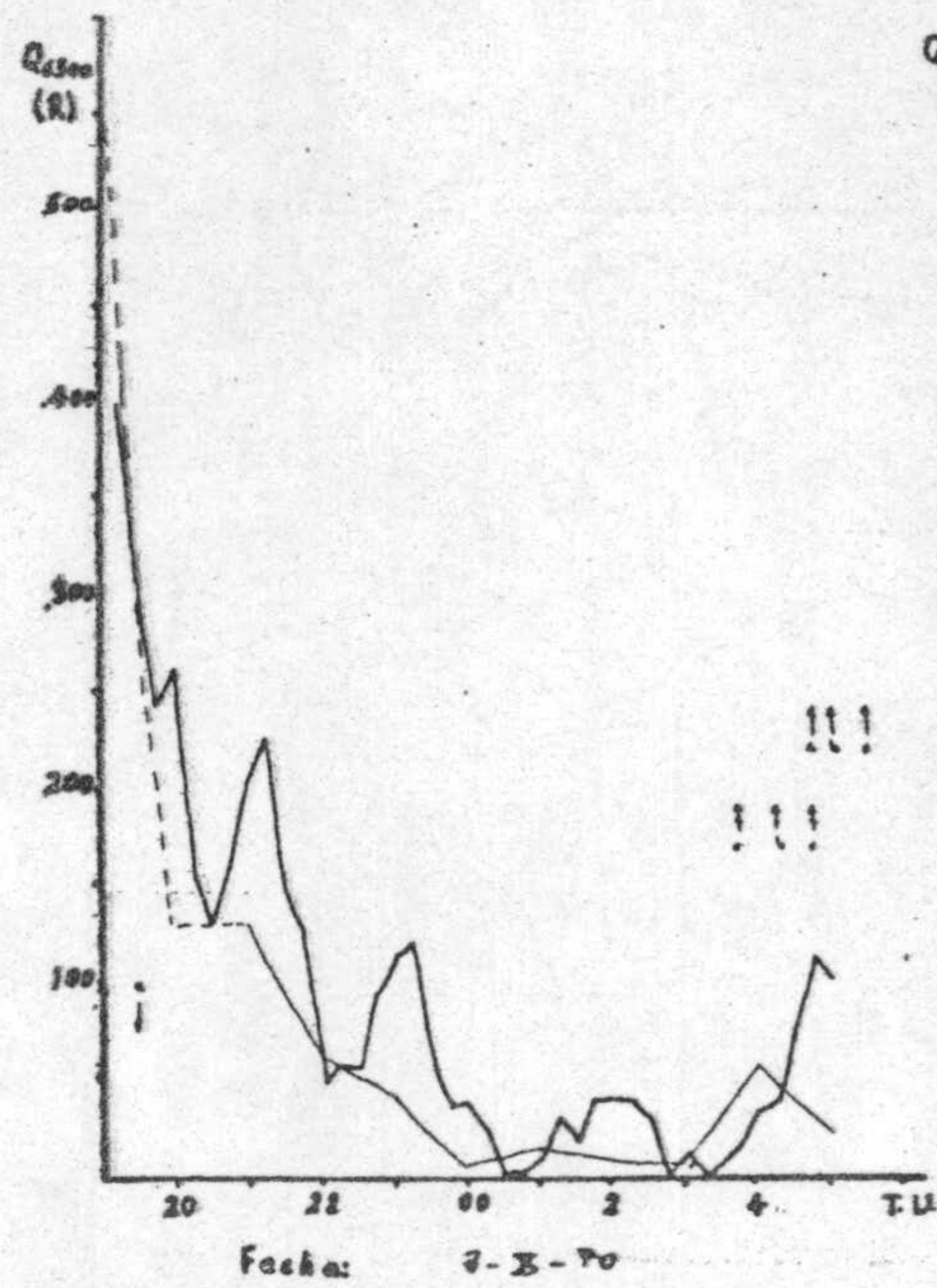
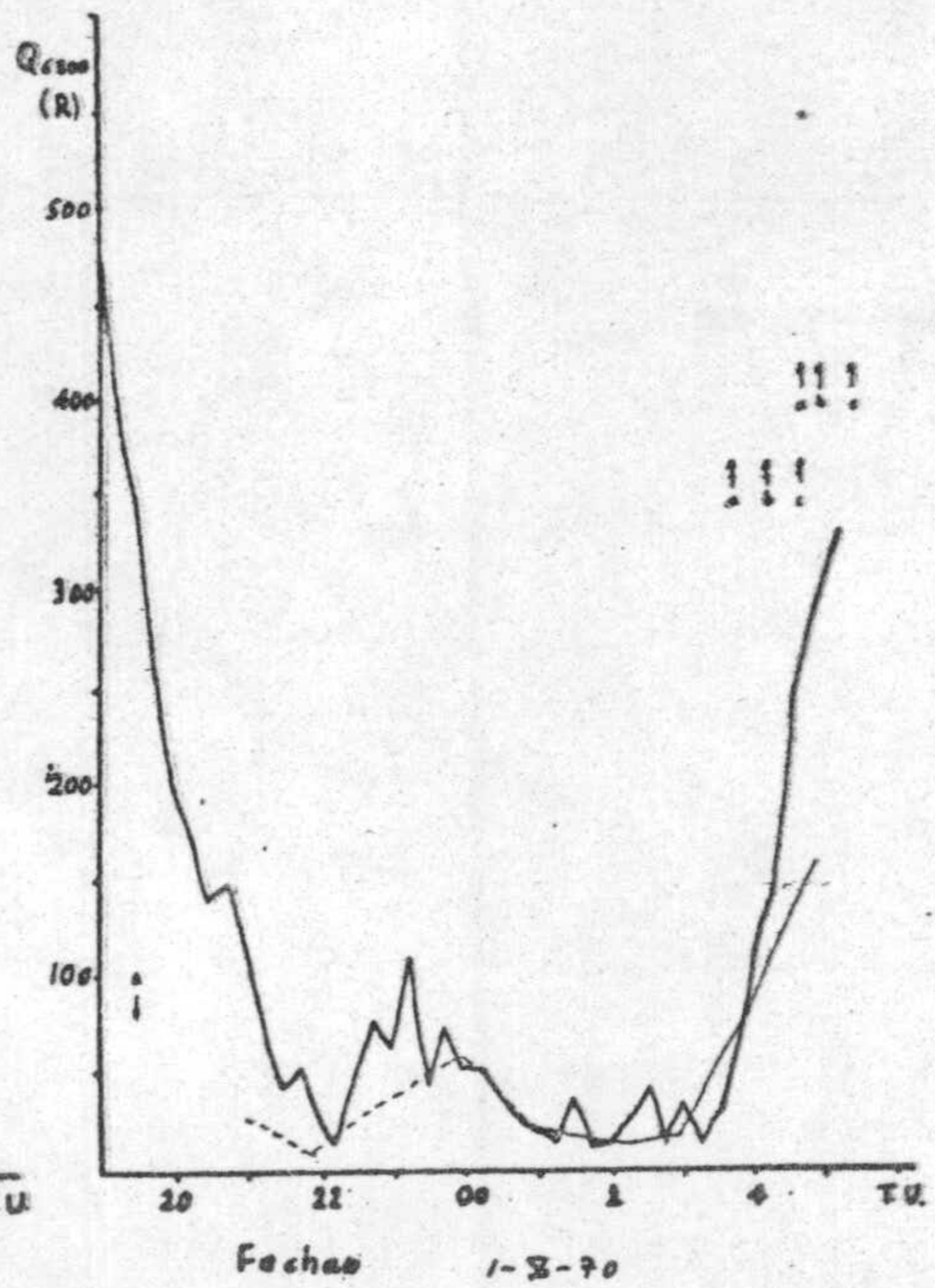
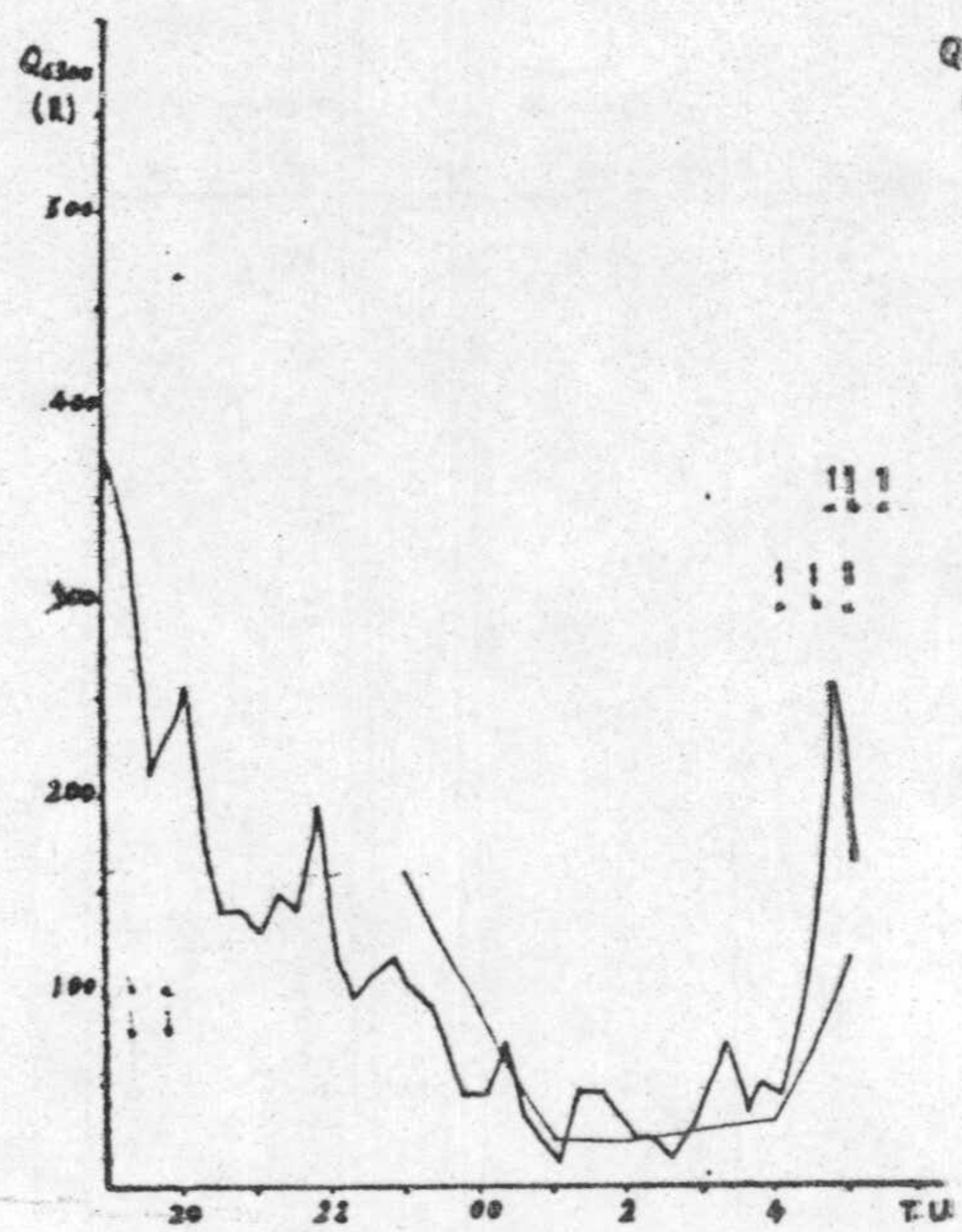




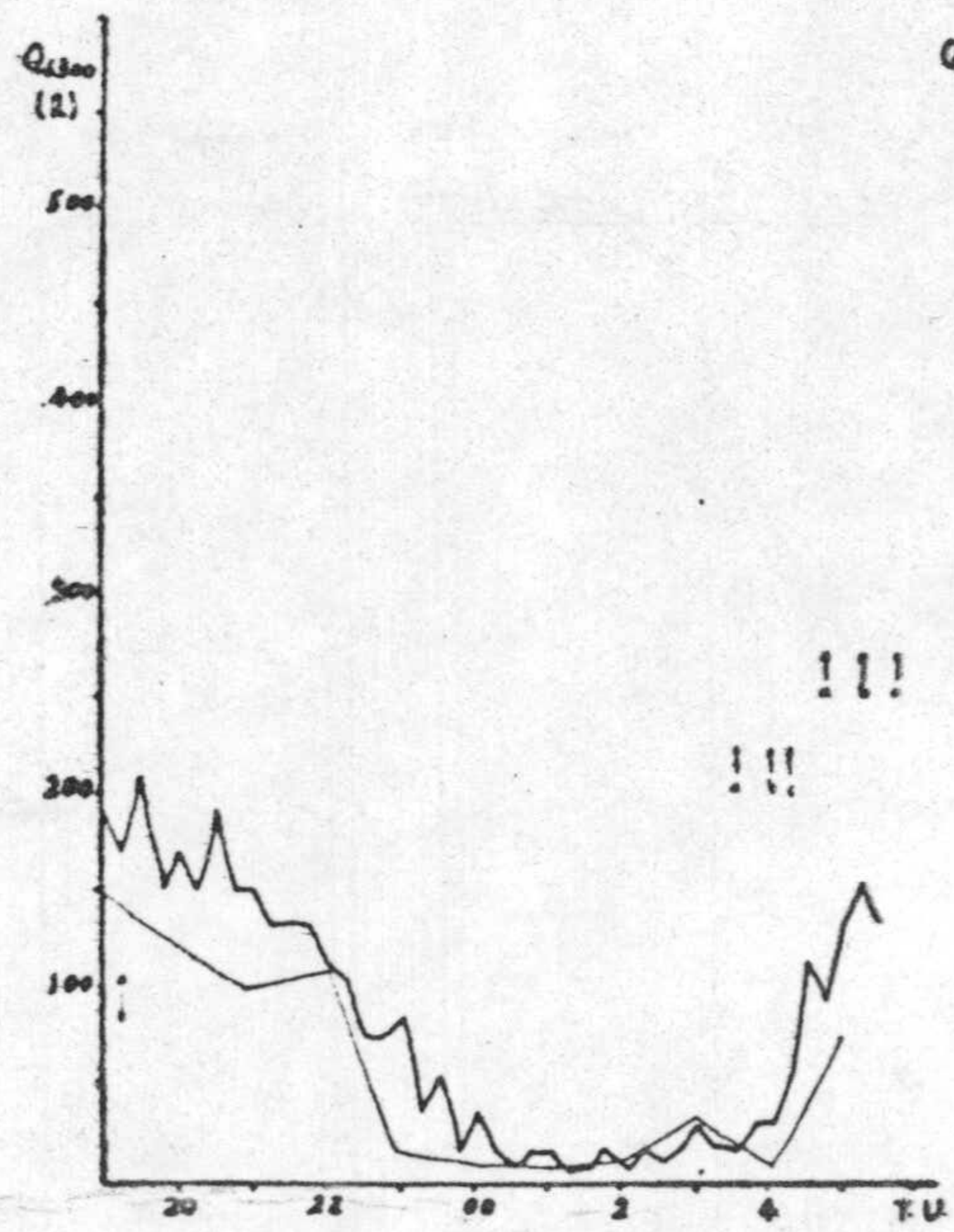




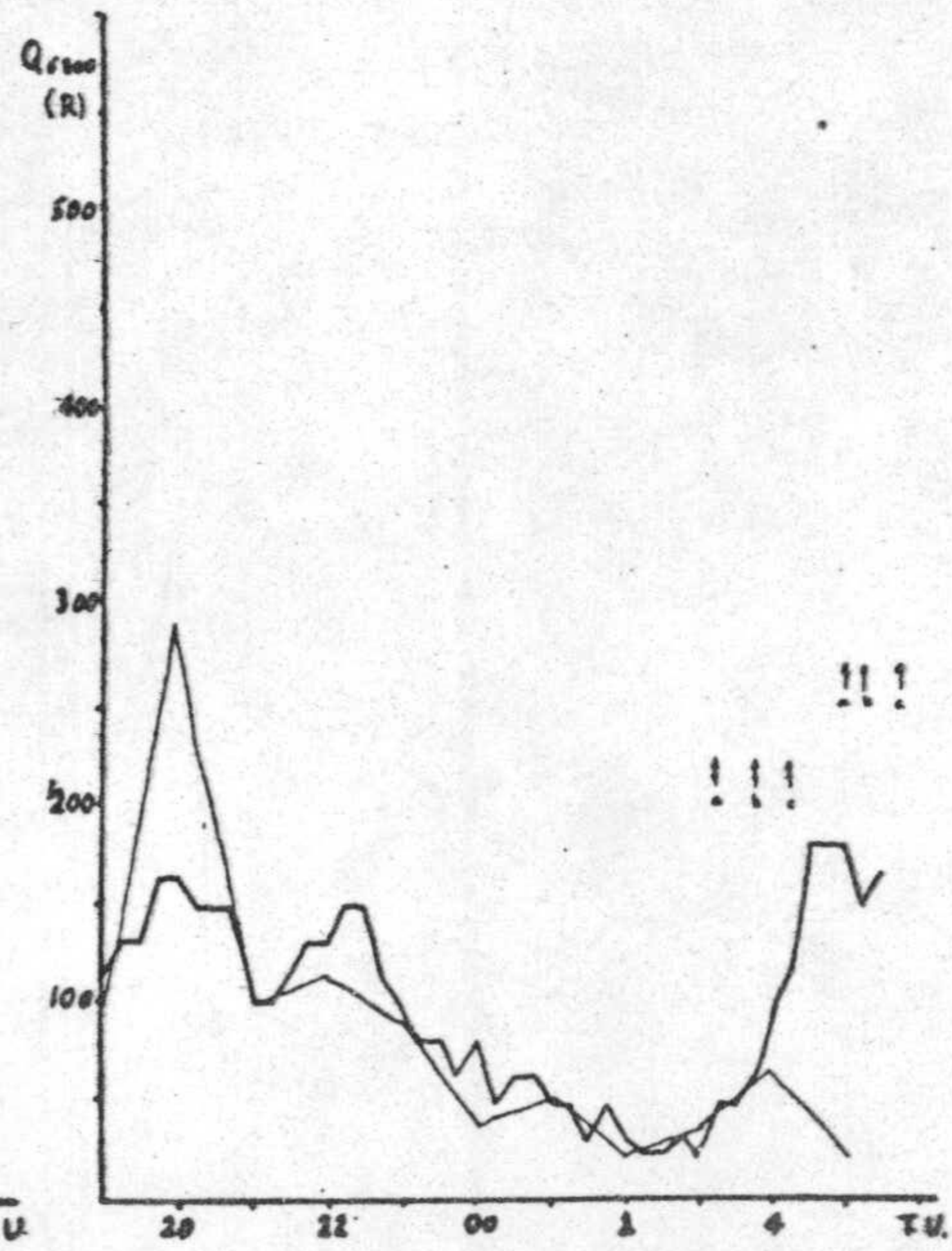




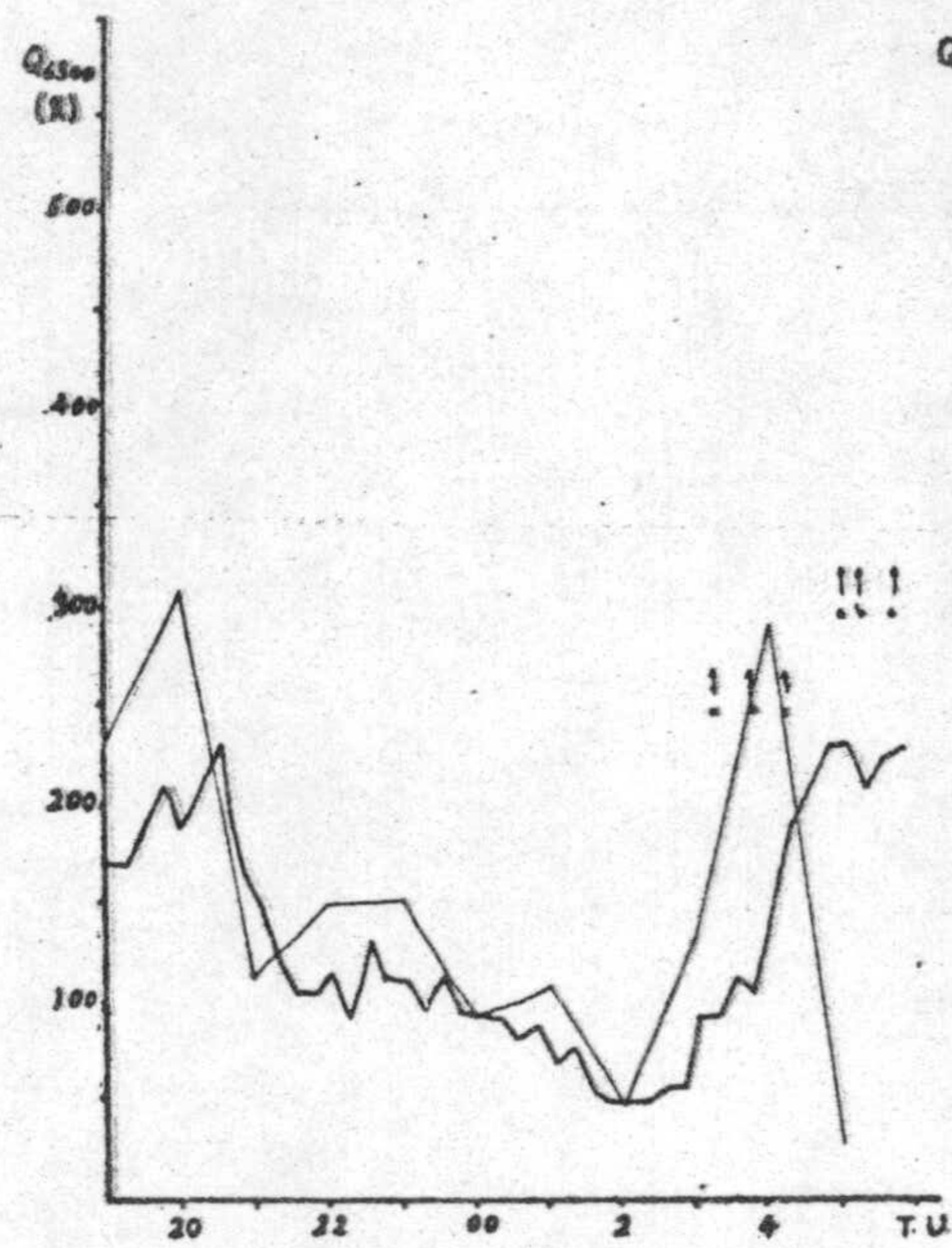




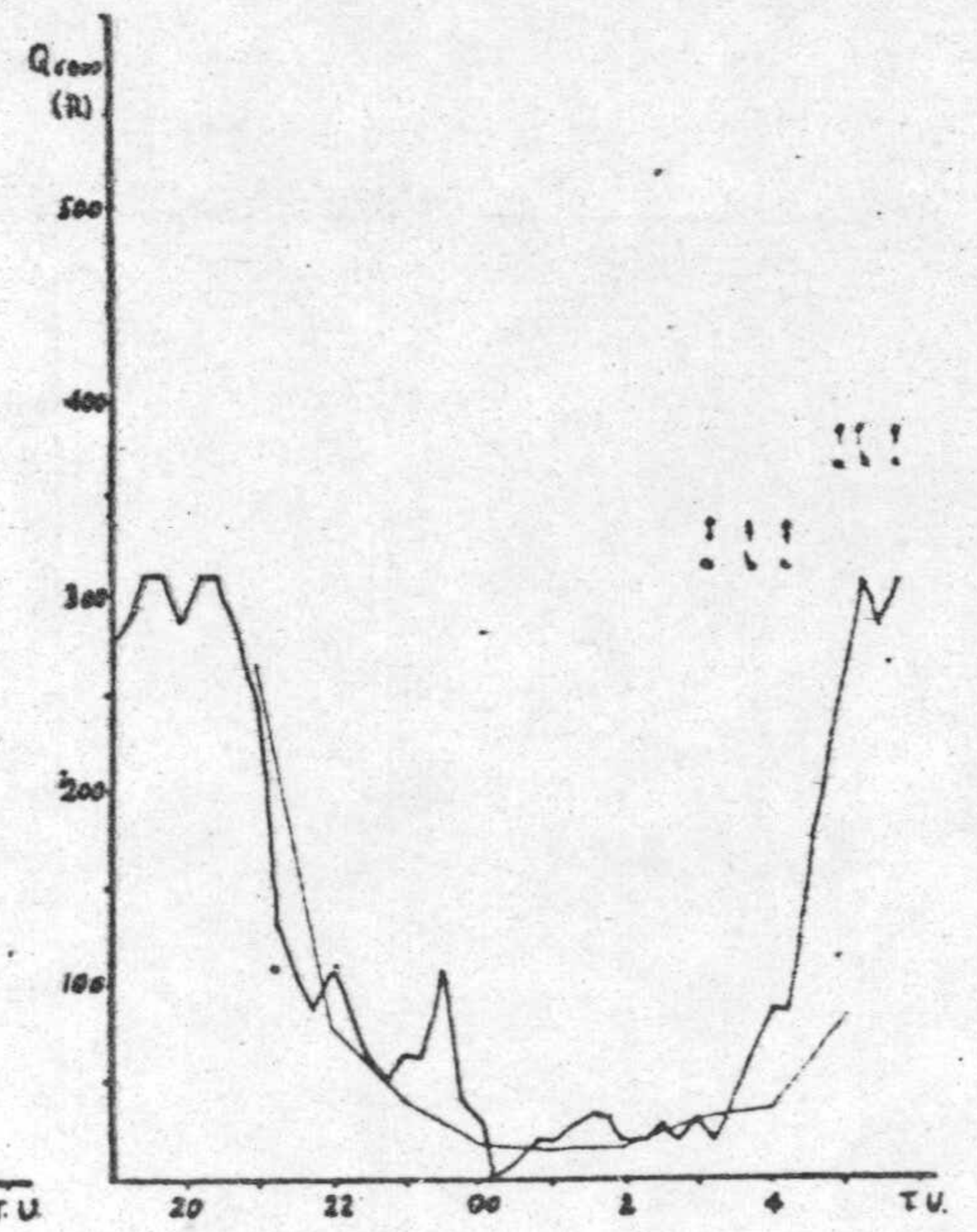
Fecha: 26-8-70



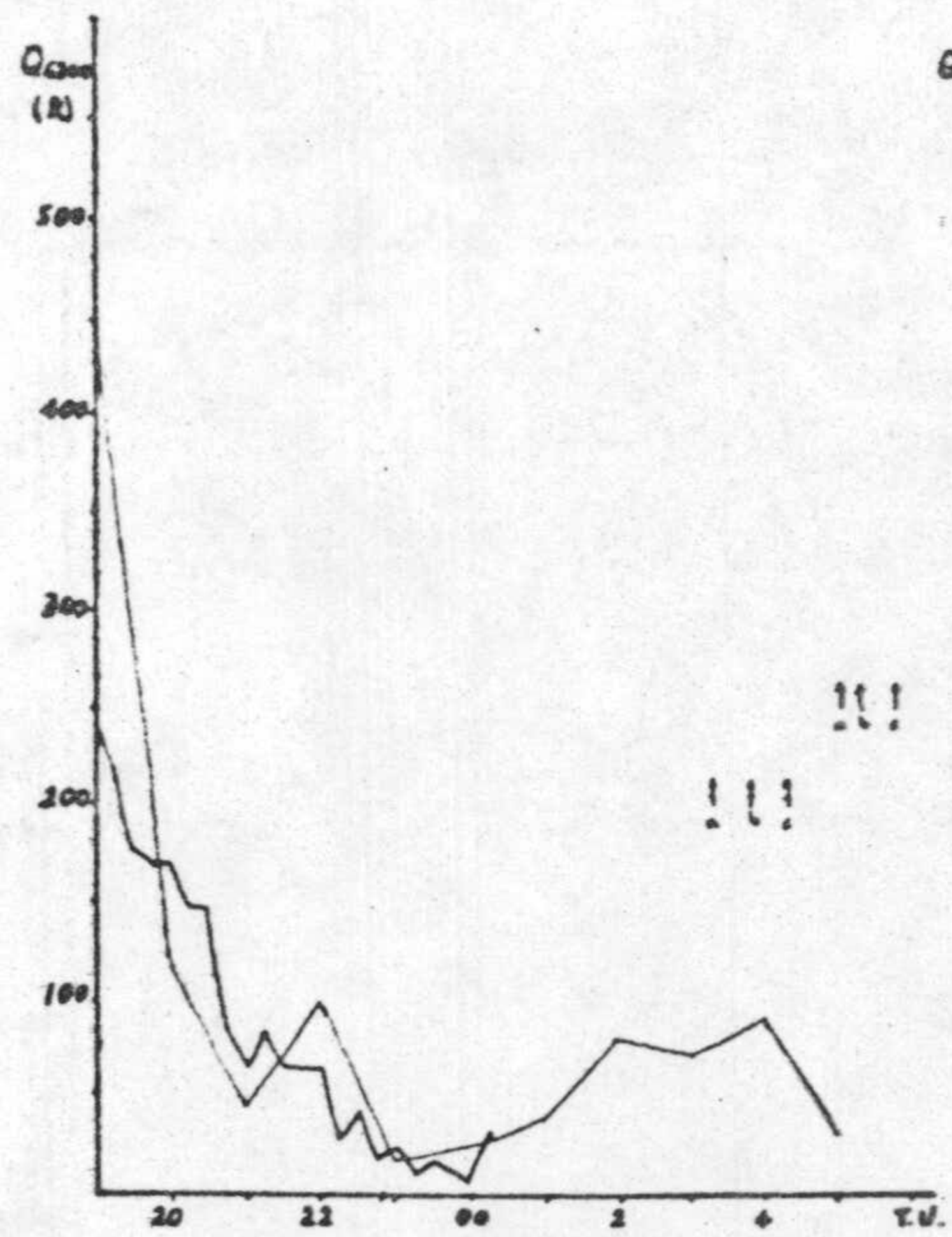
Fecha: 28-8-70



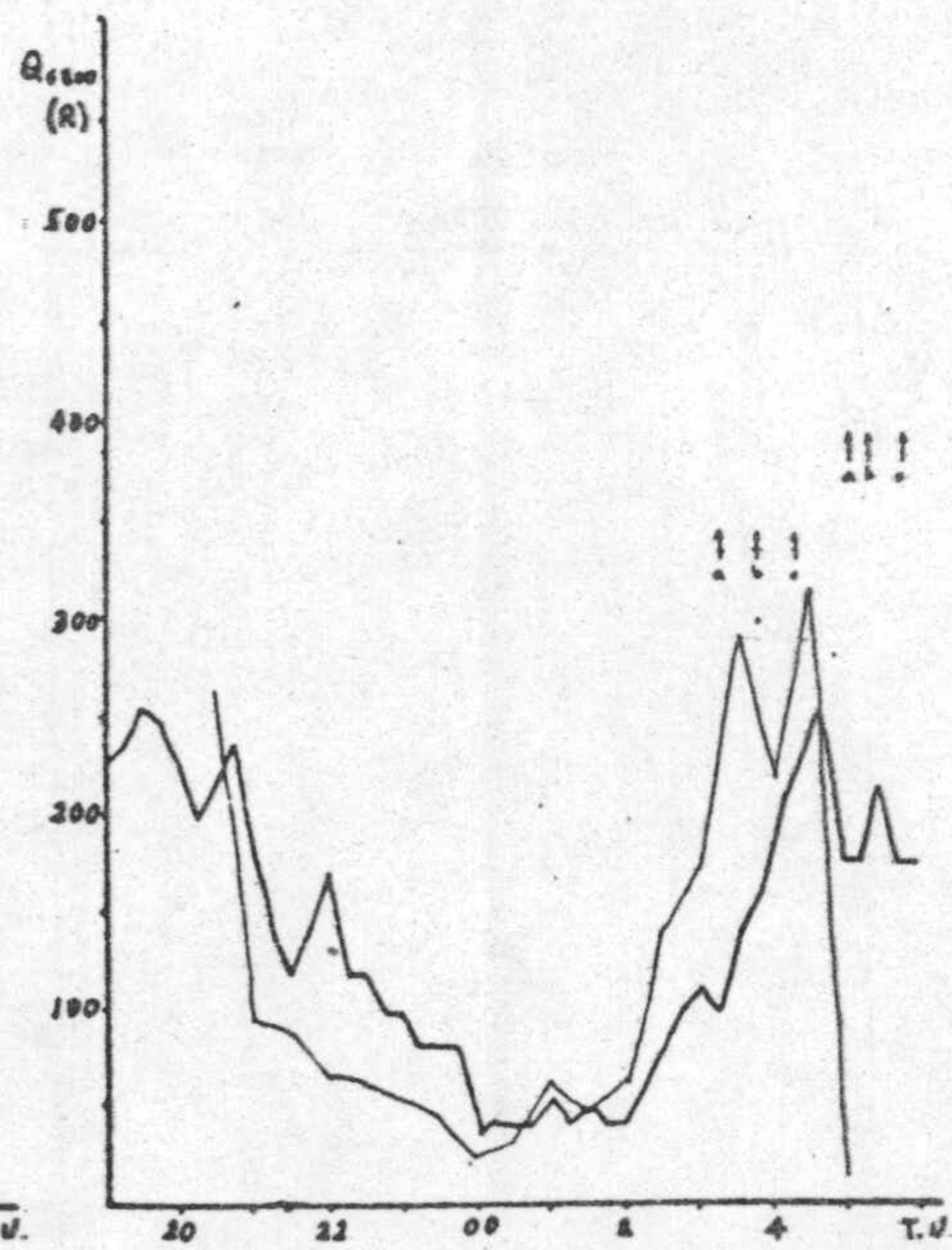
Fecha: 31-8-70



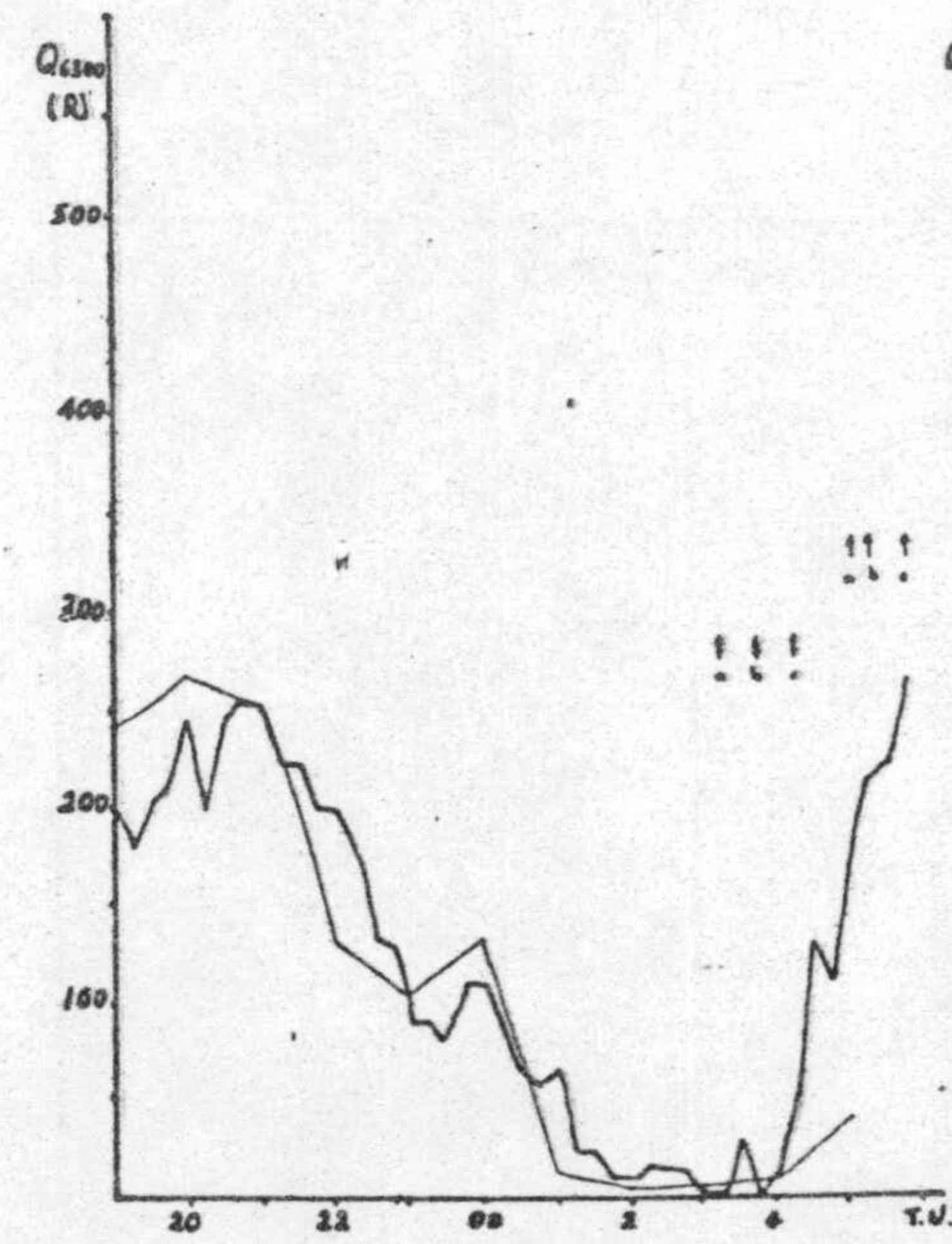
Fecha: 1-9-70



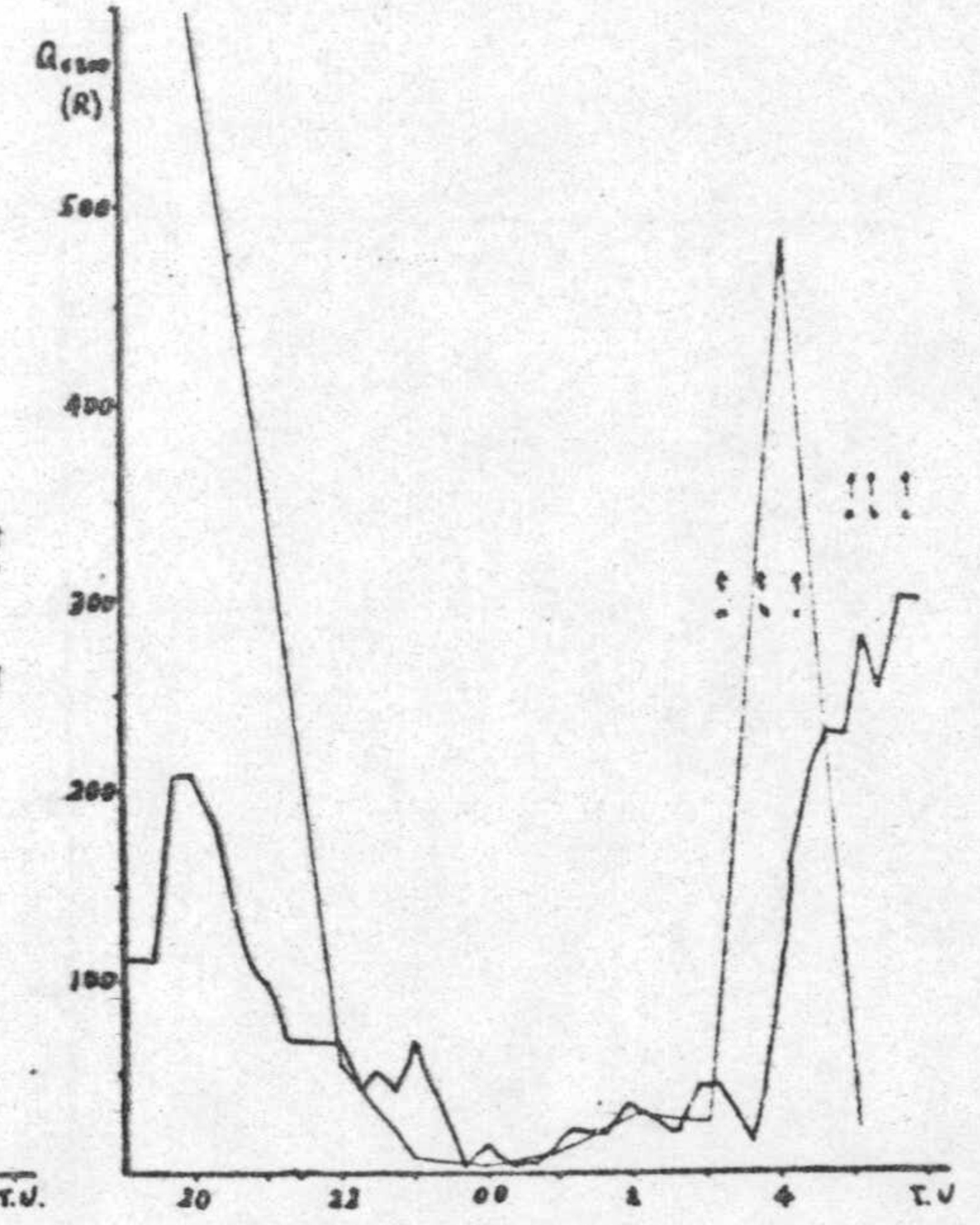
Fecha: 27-8-70



Fecha: 30-8-70

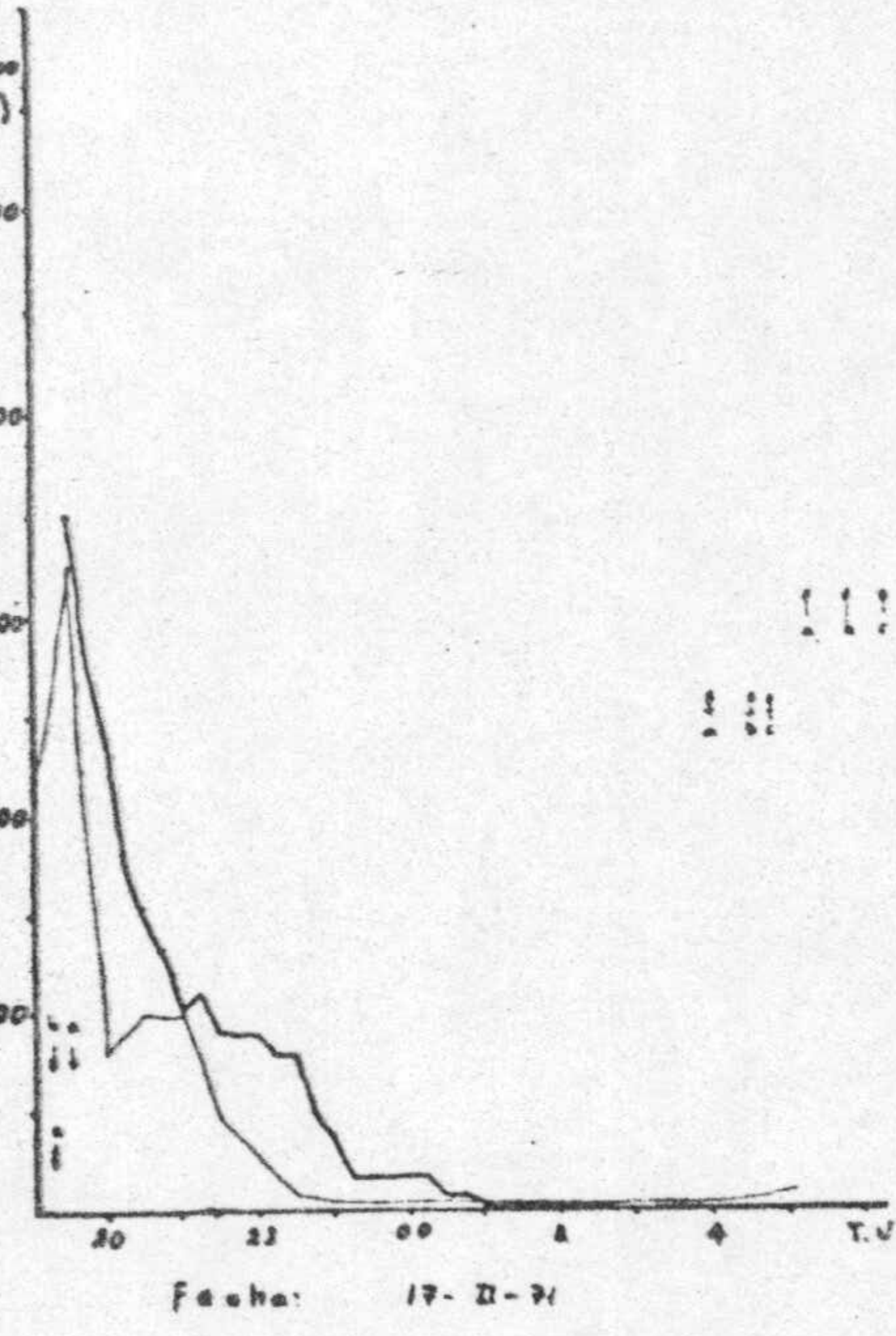
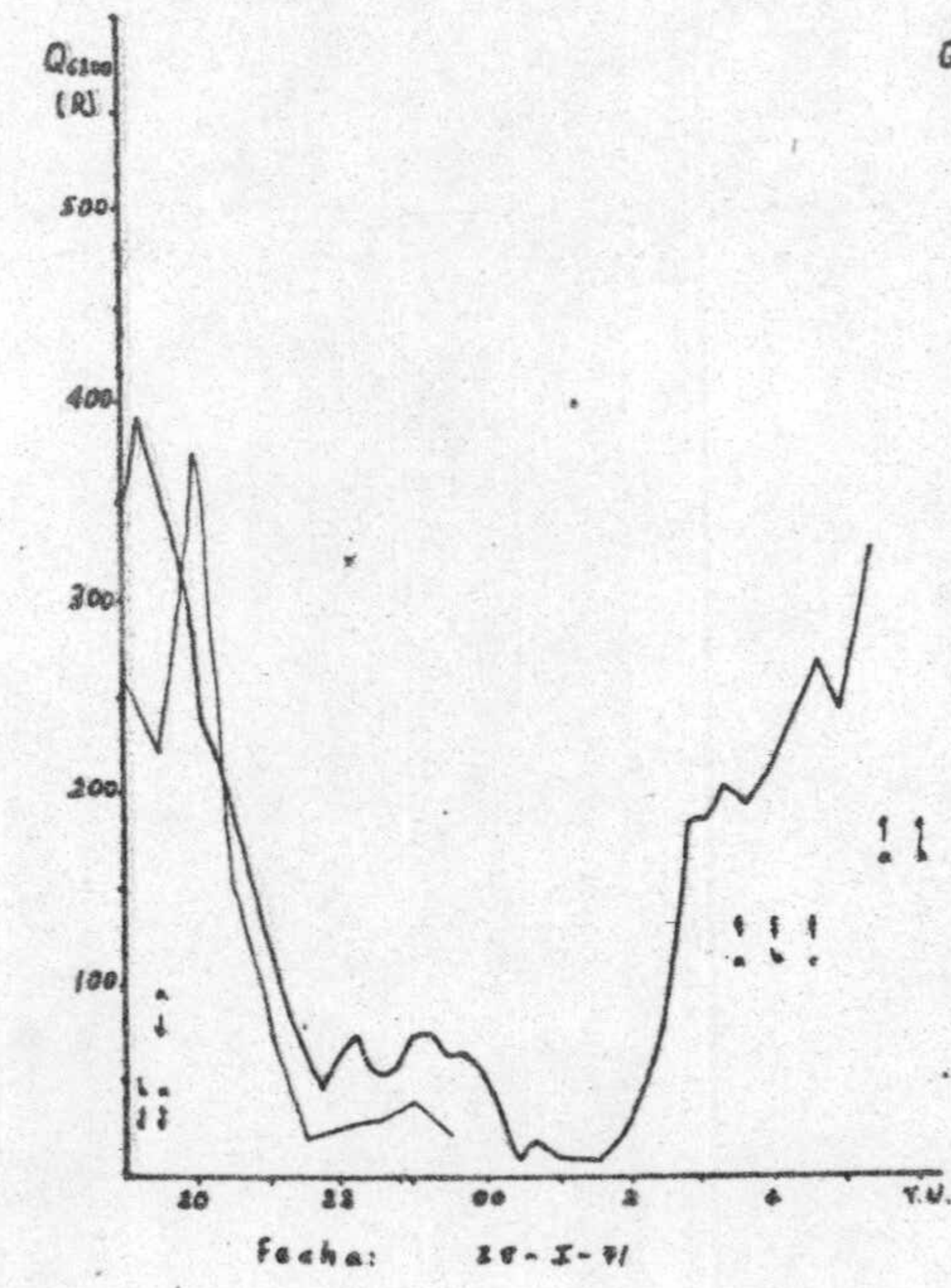
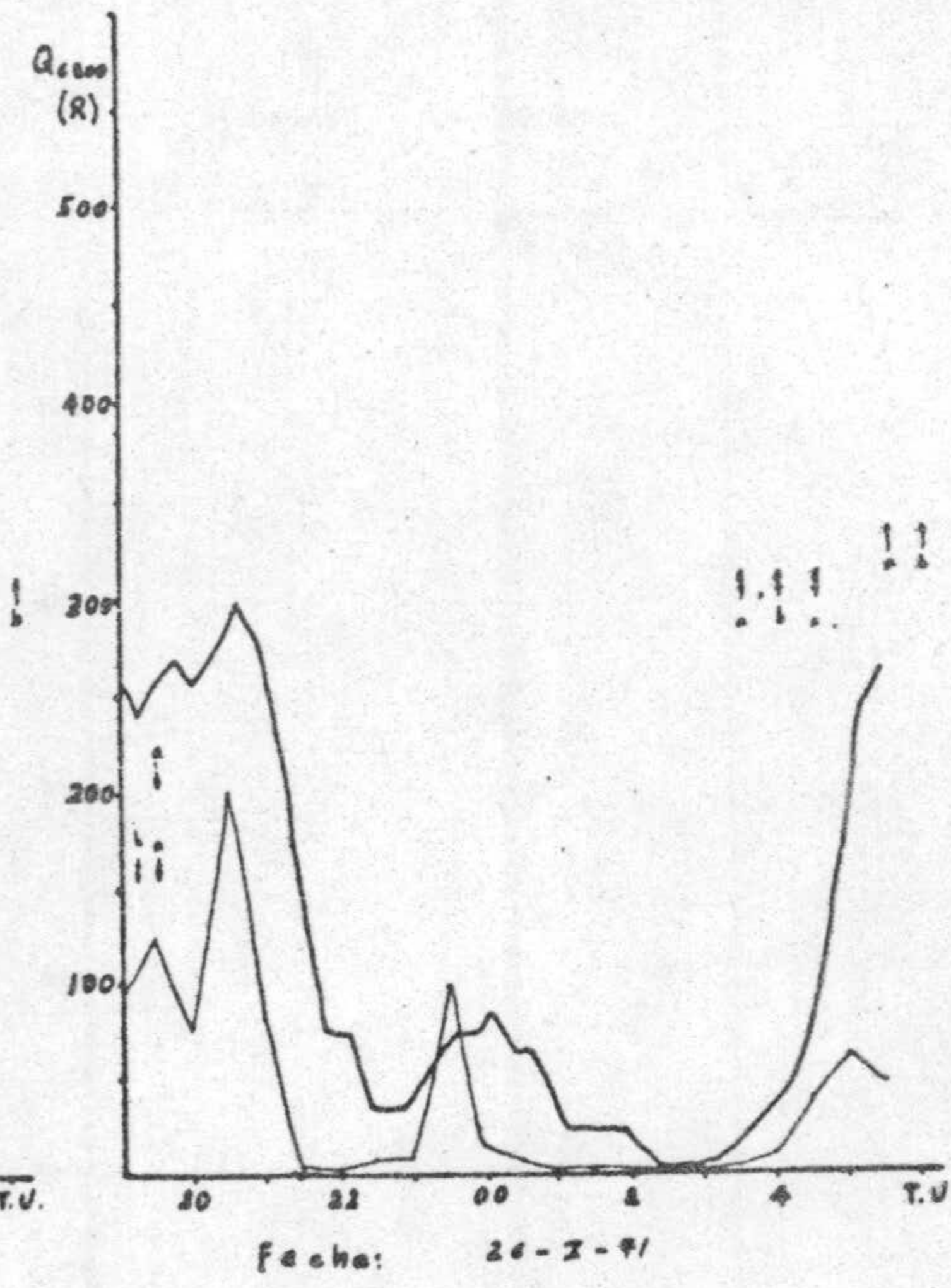
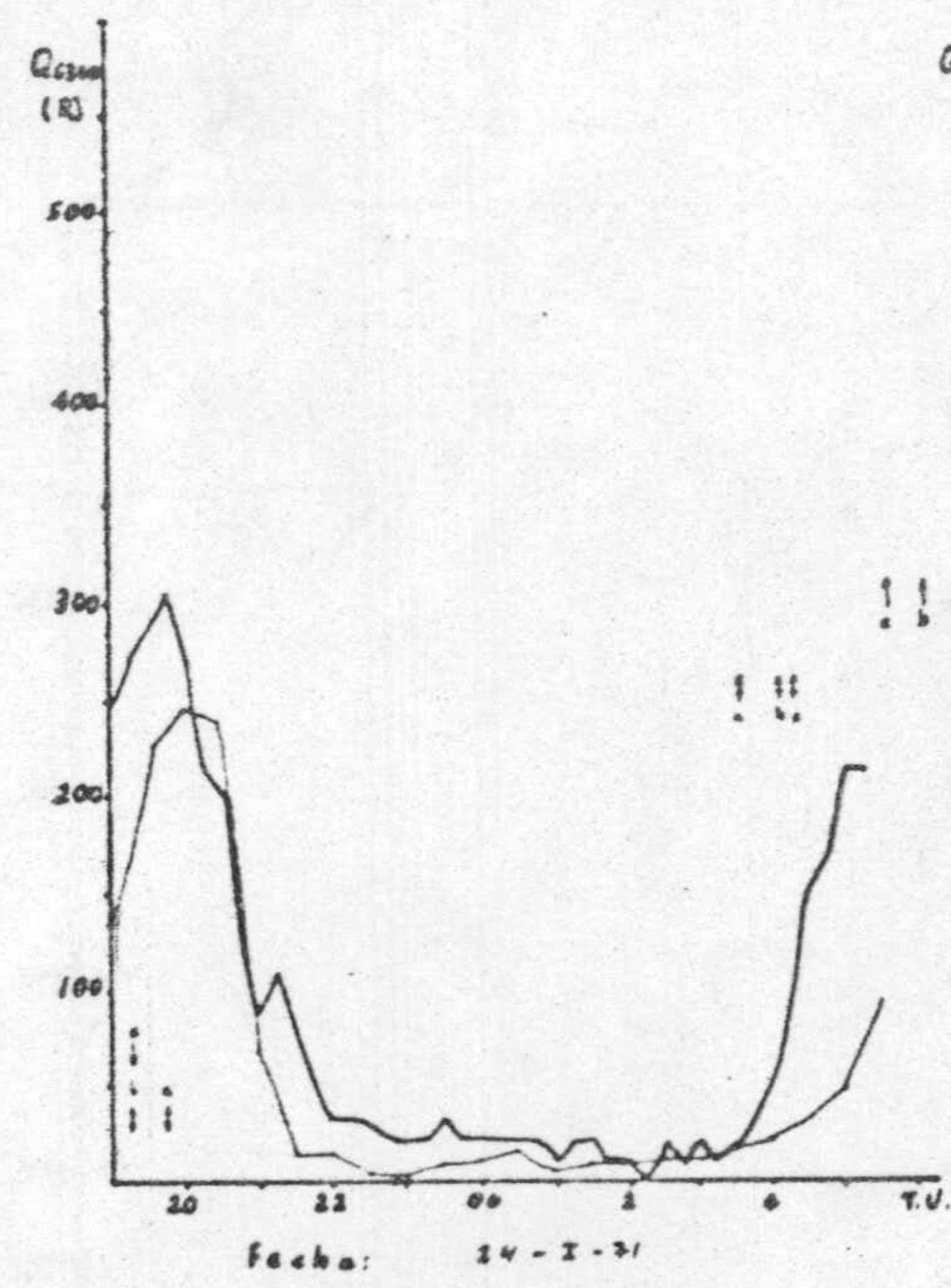
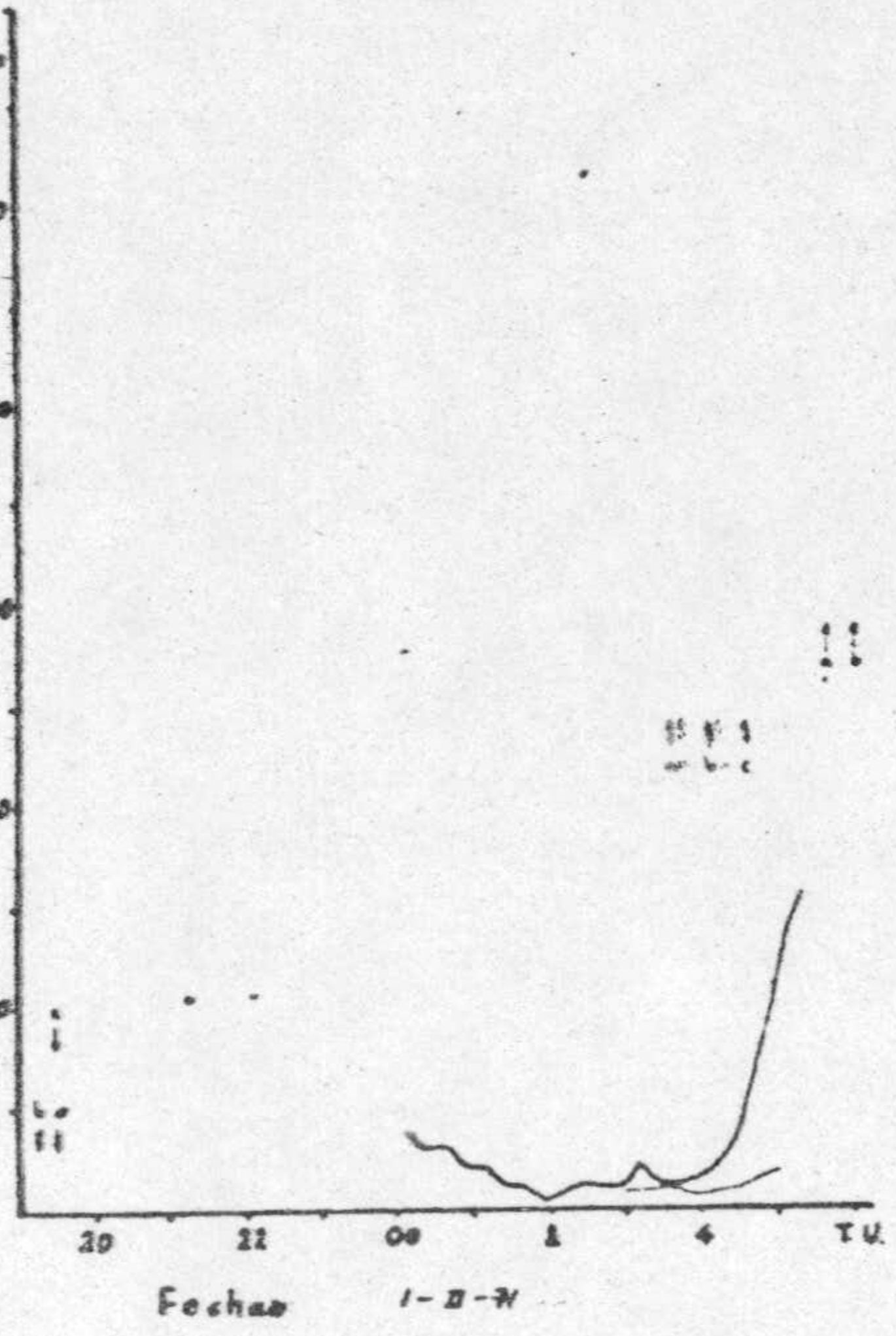
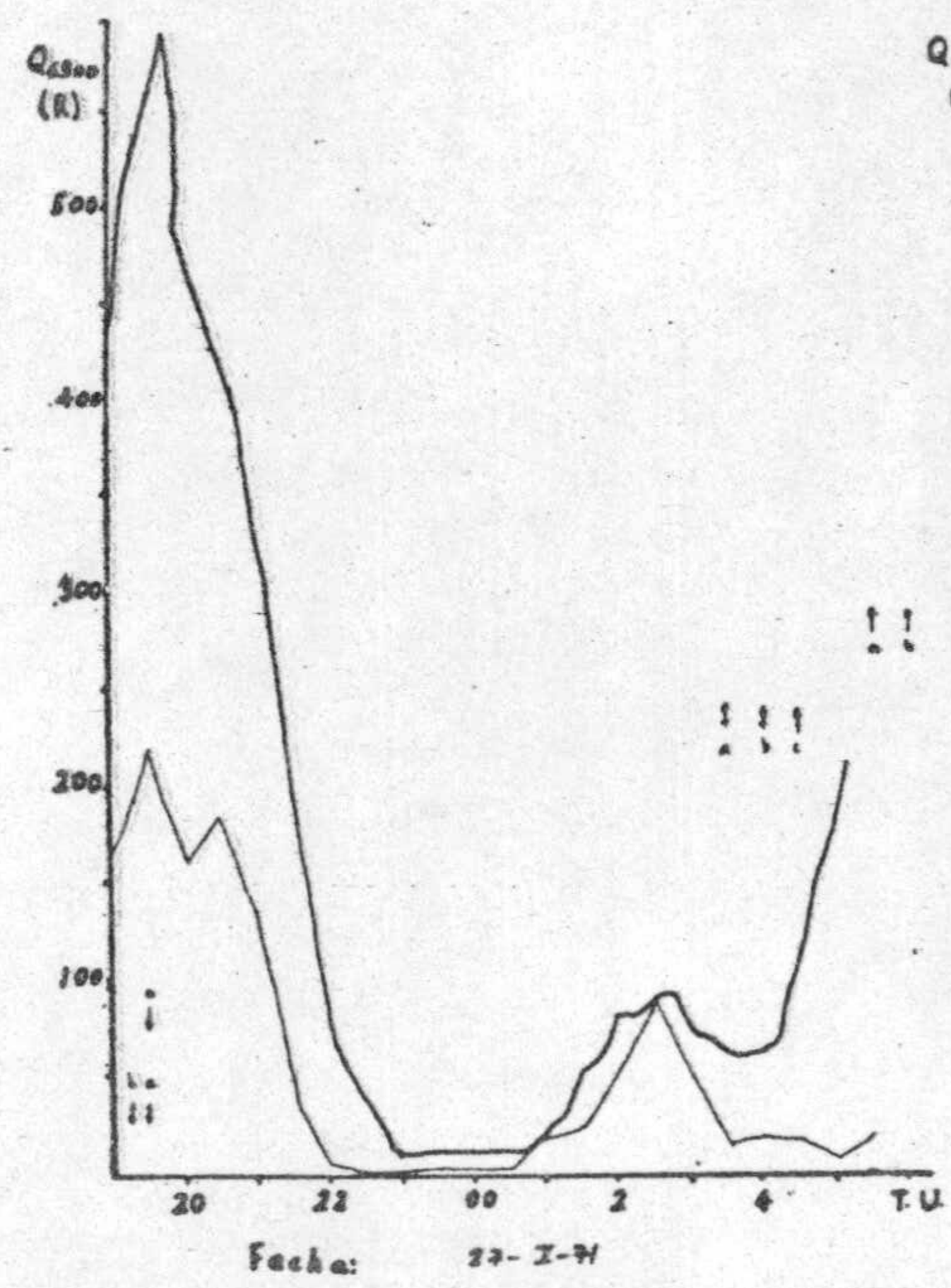
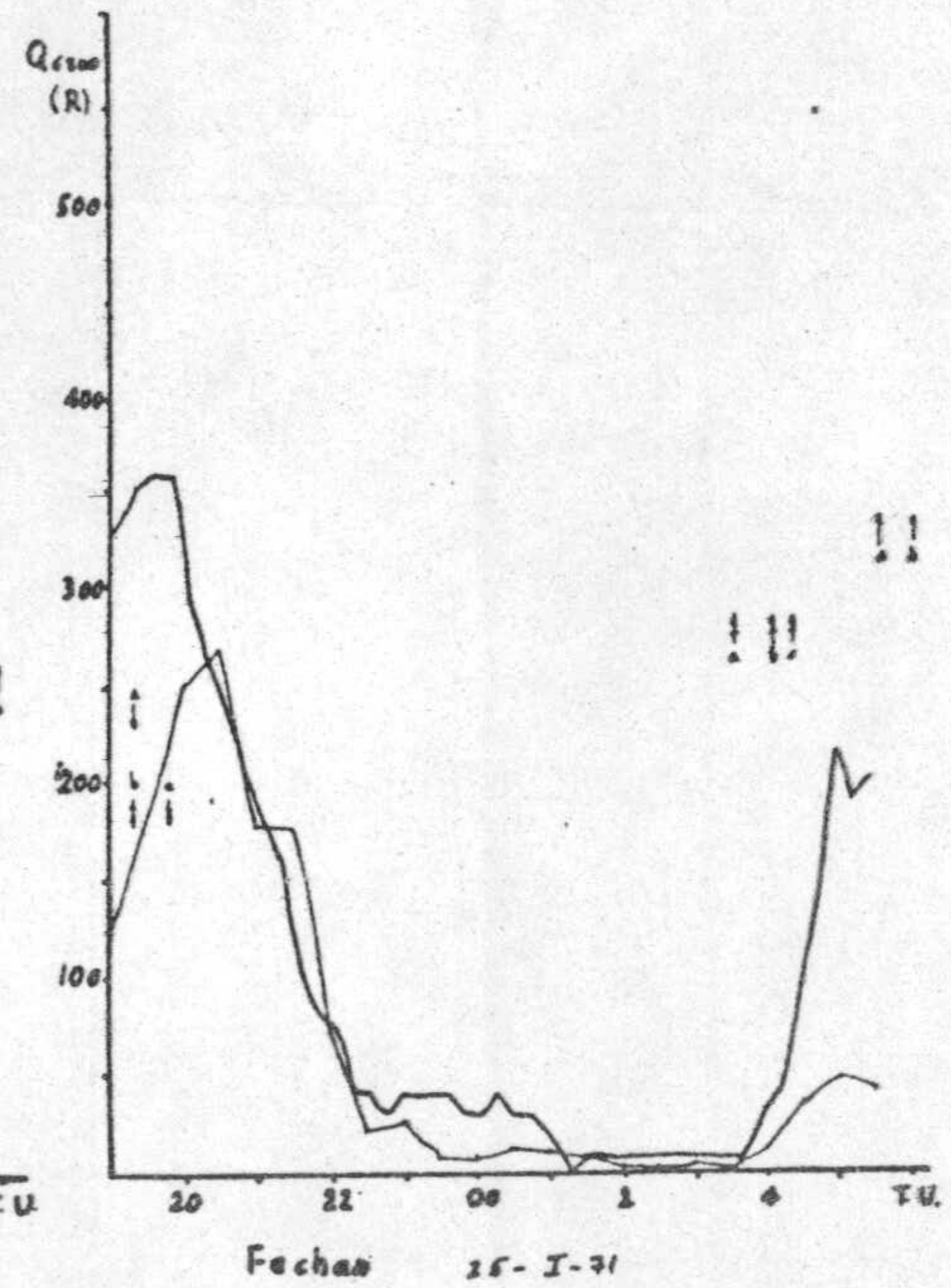
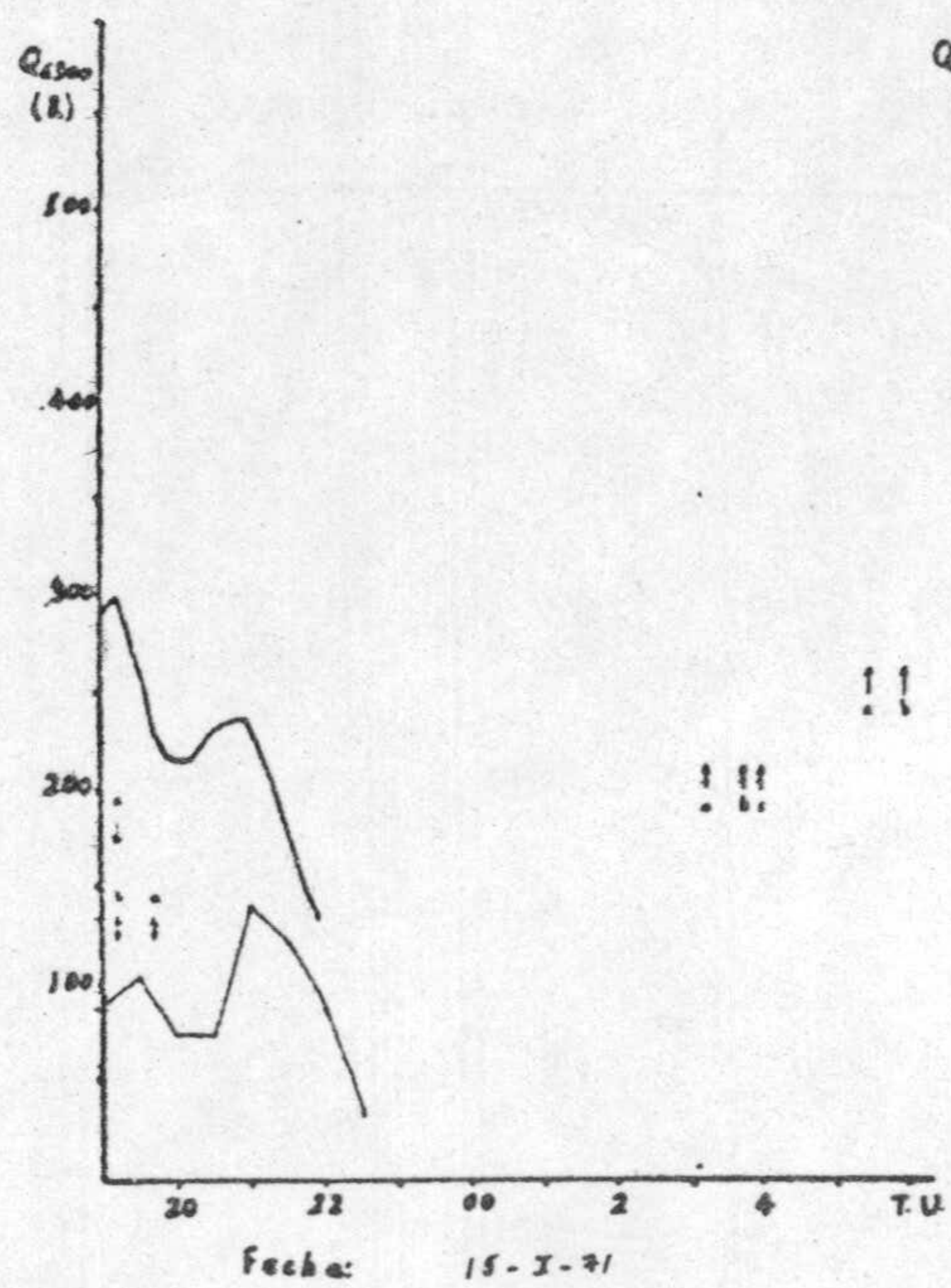


Fecha: 2-9-70



Fecha: 4-9-70

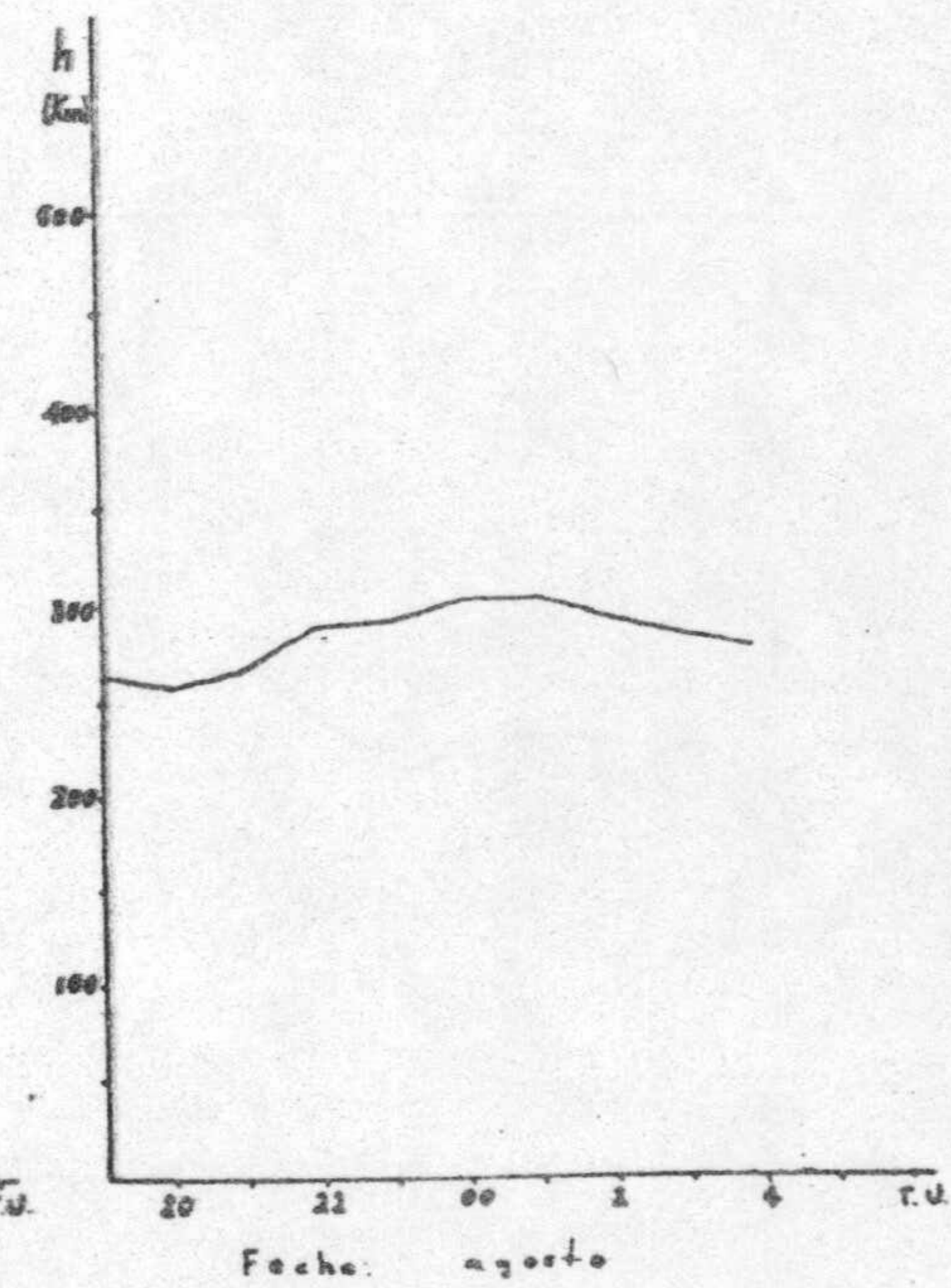
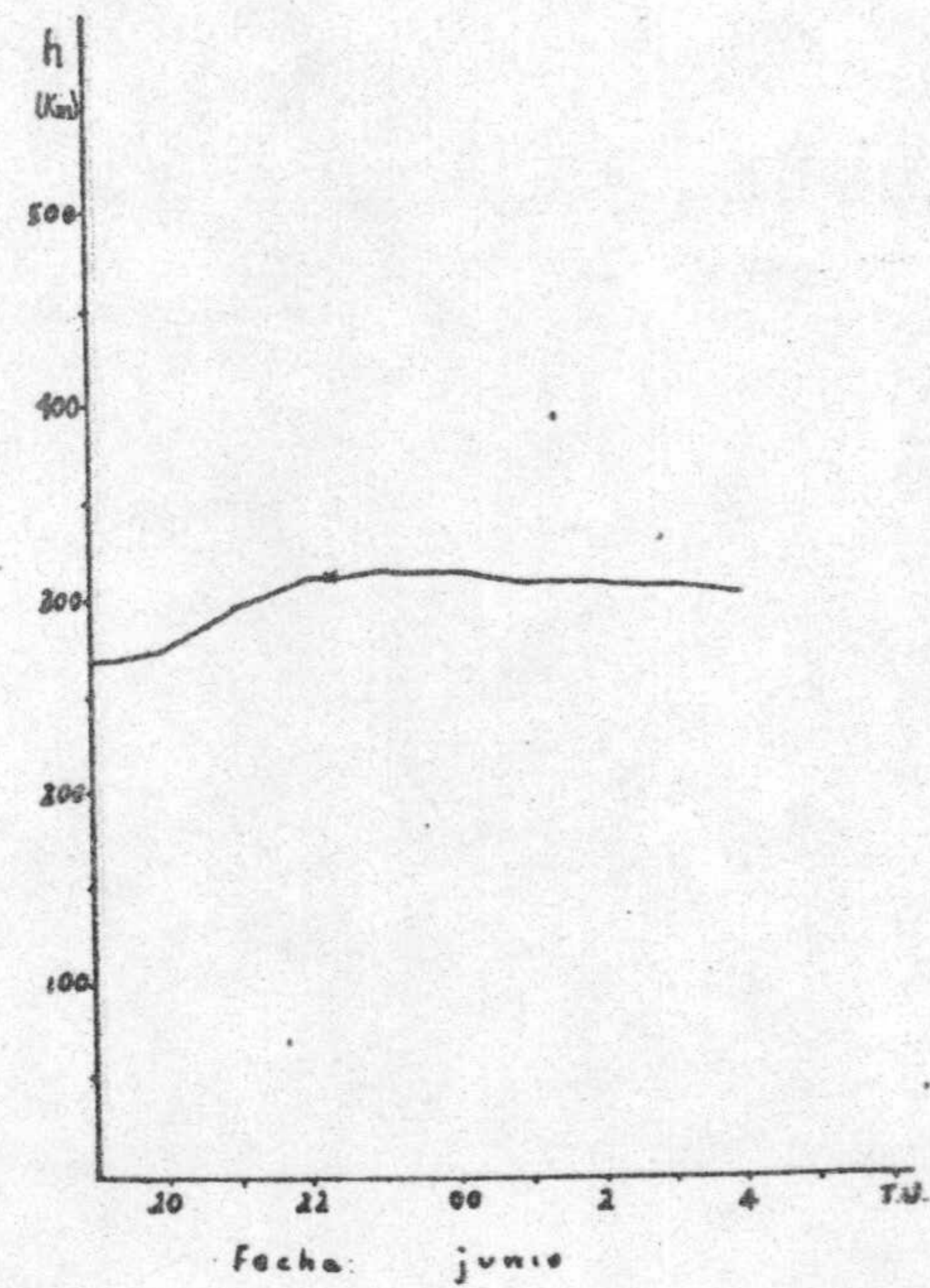
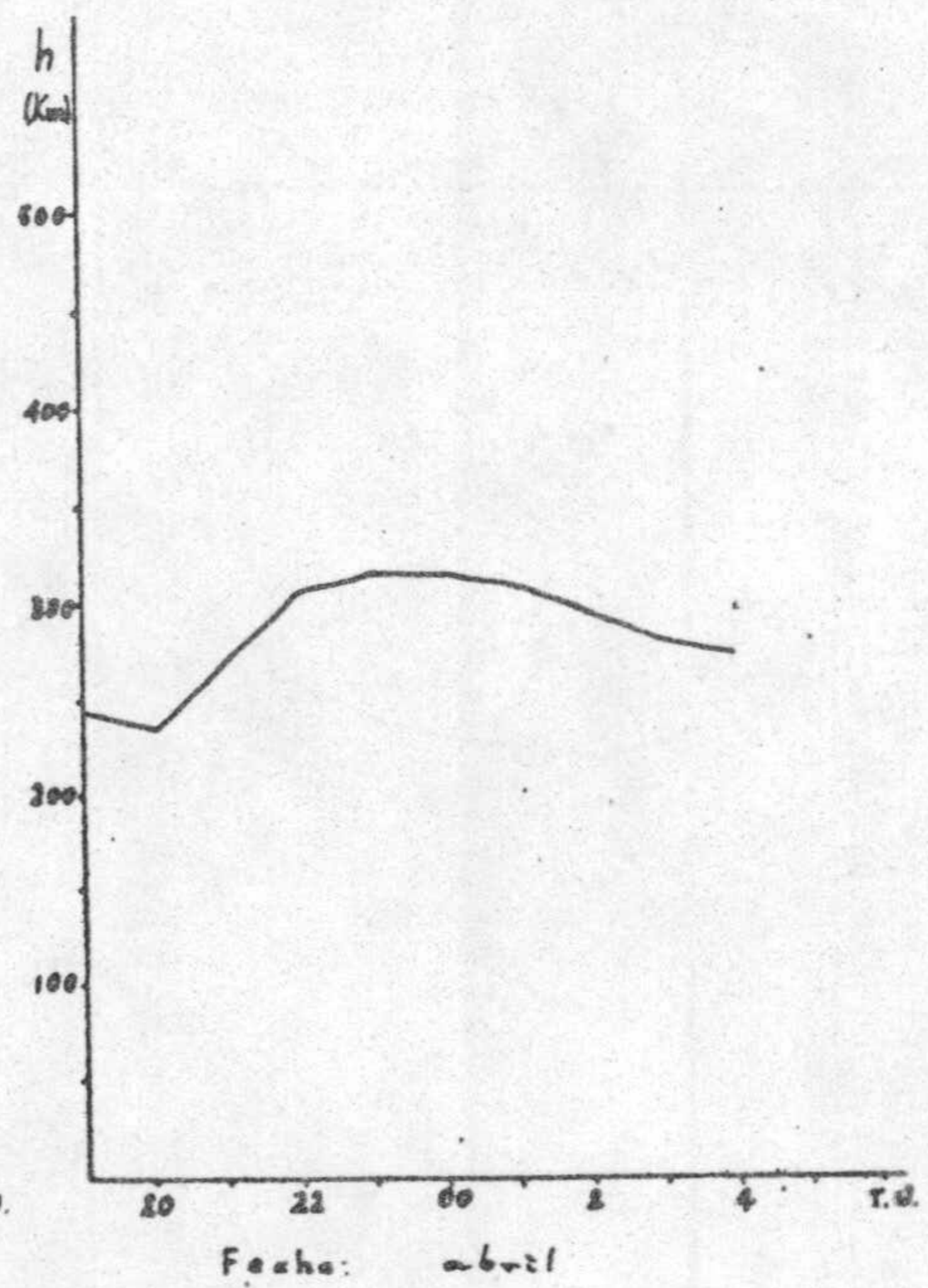
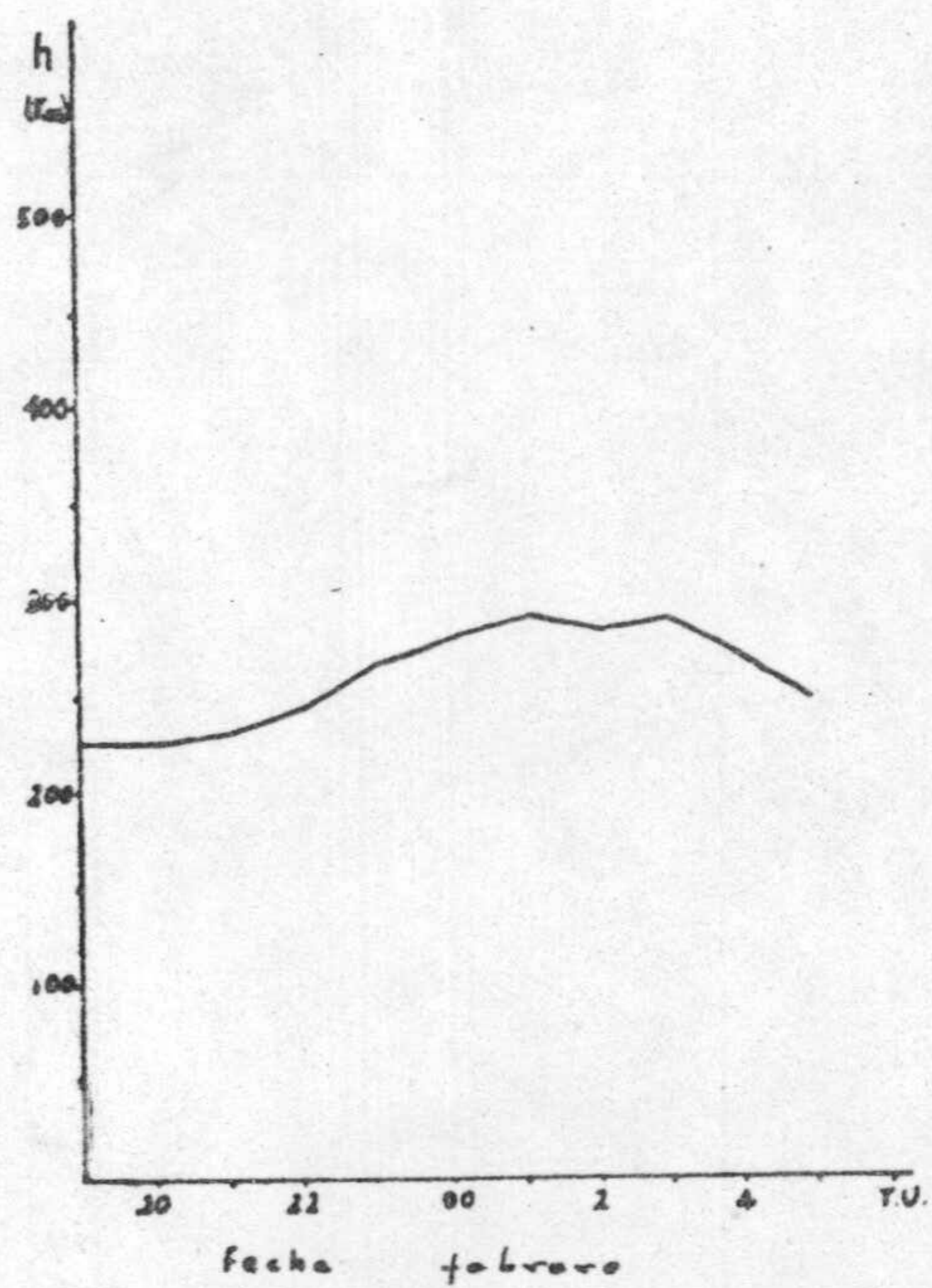
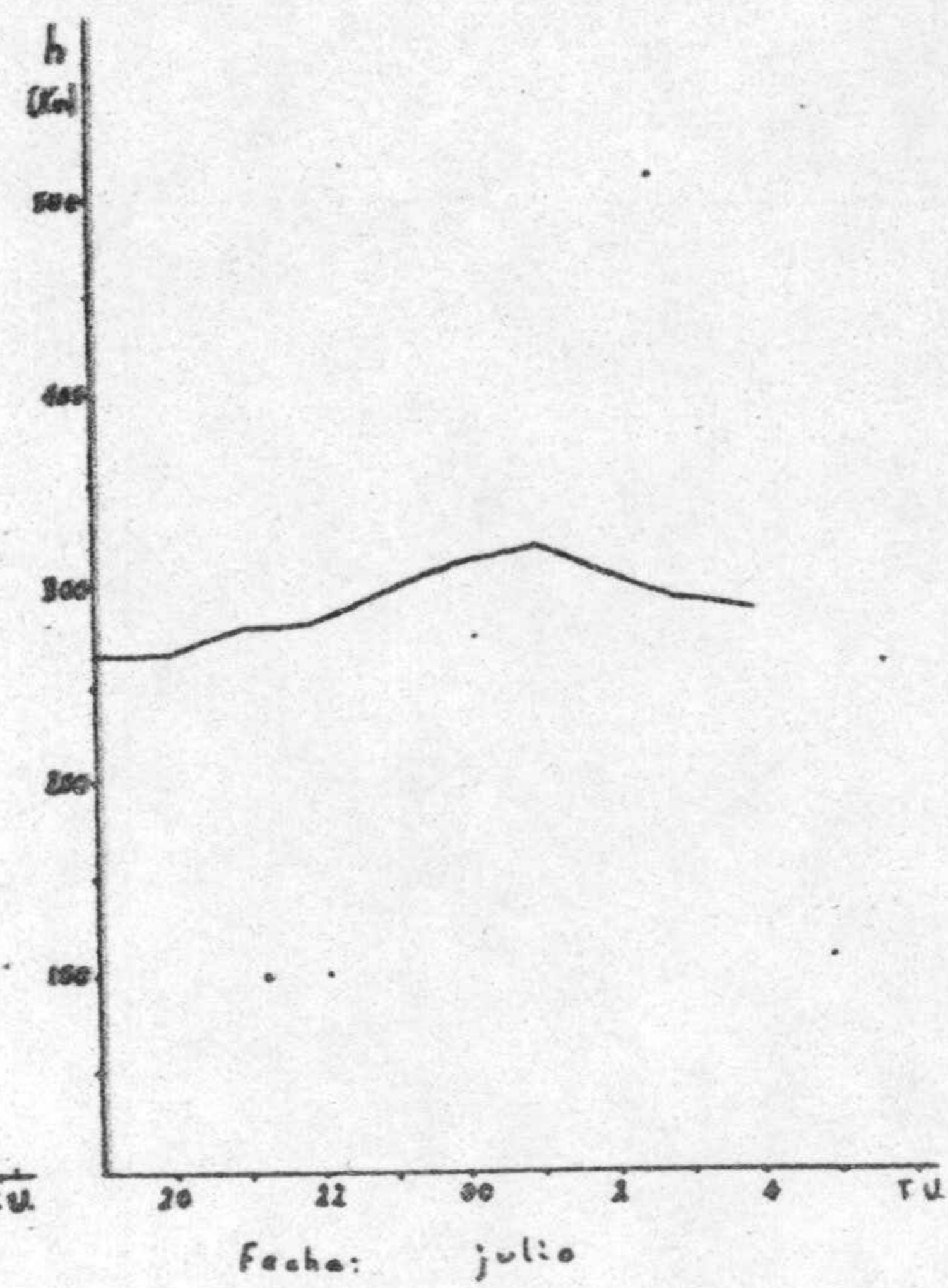
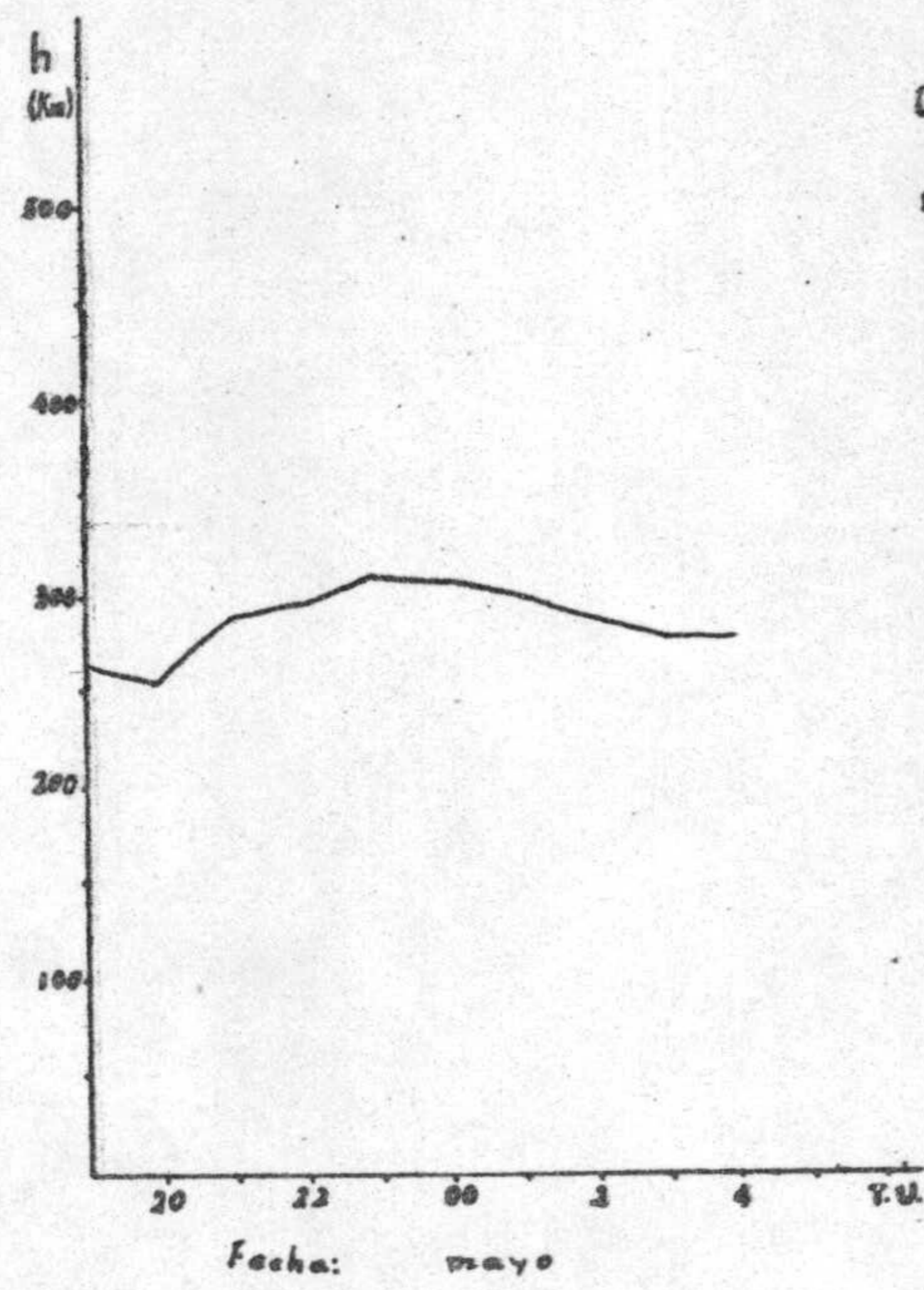
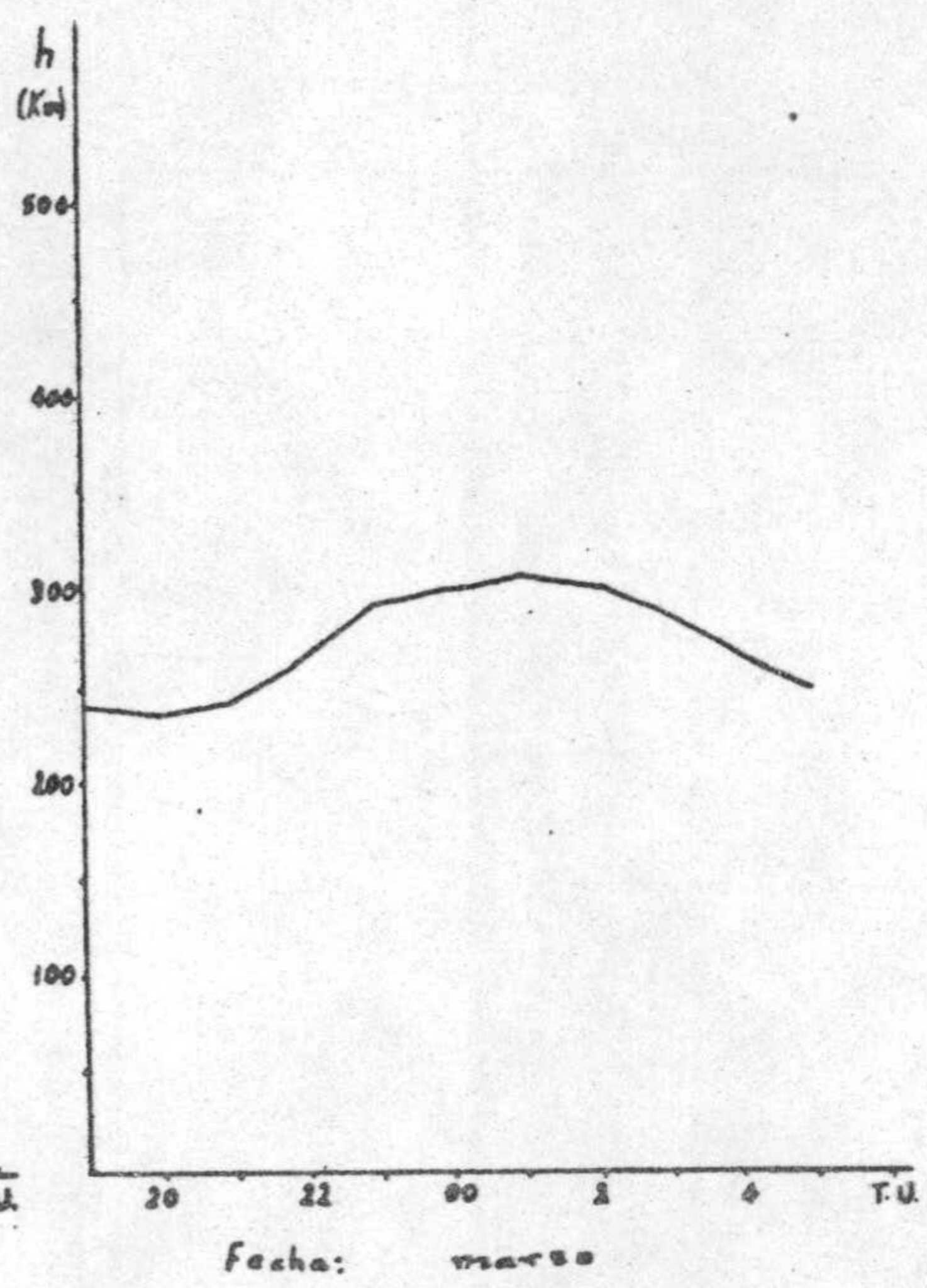
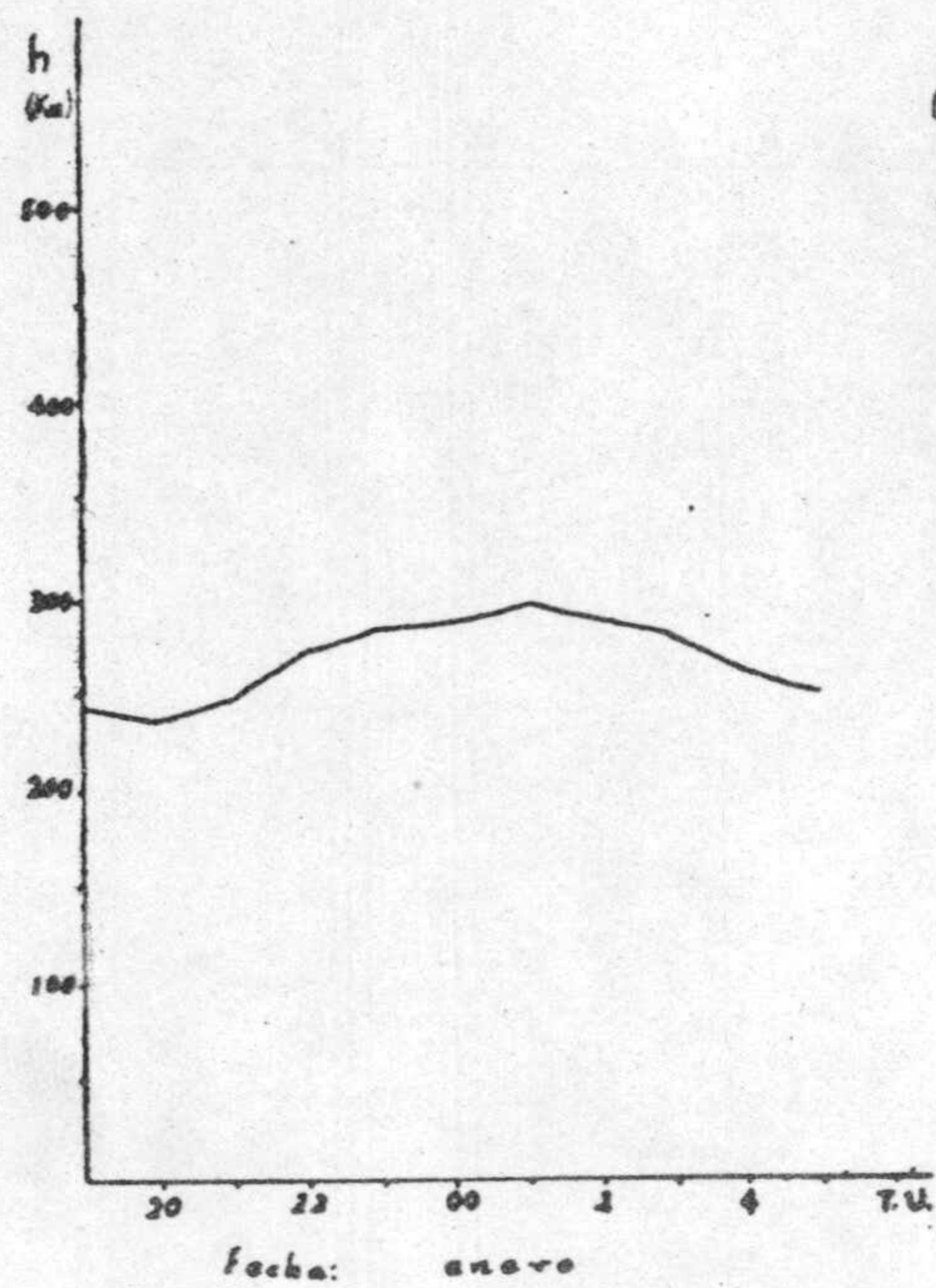




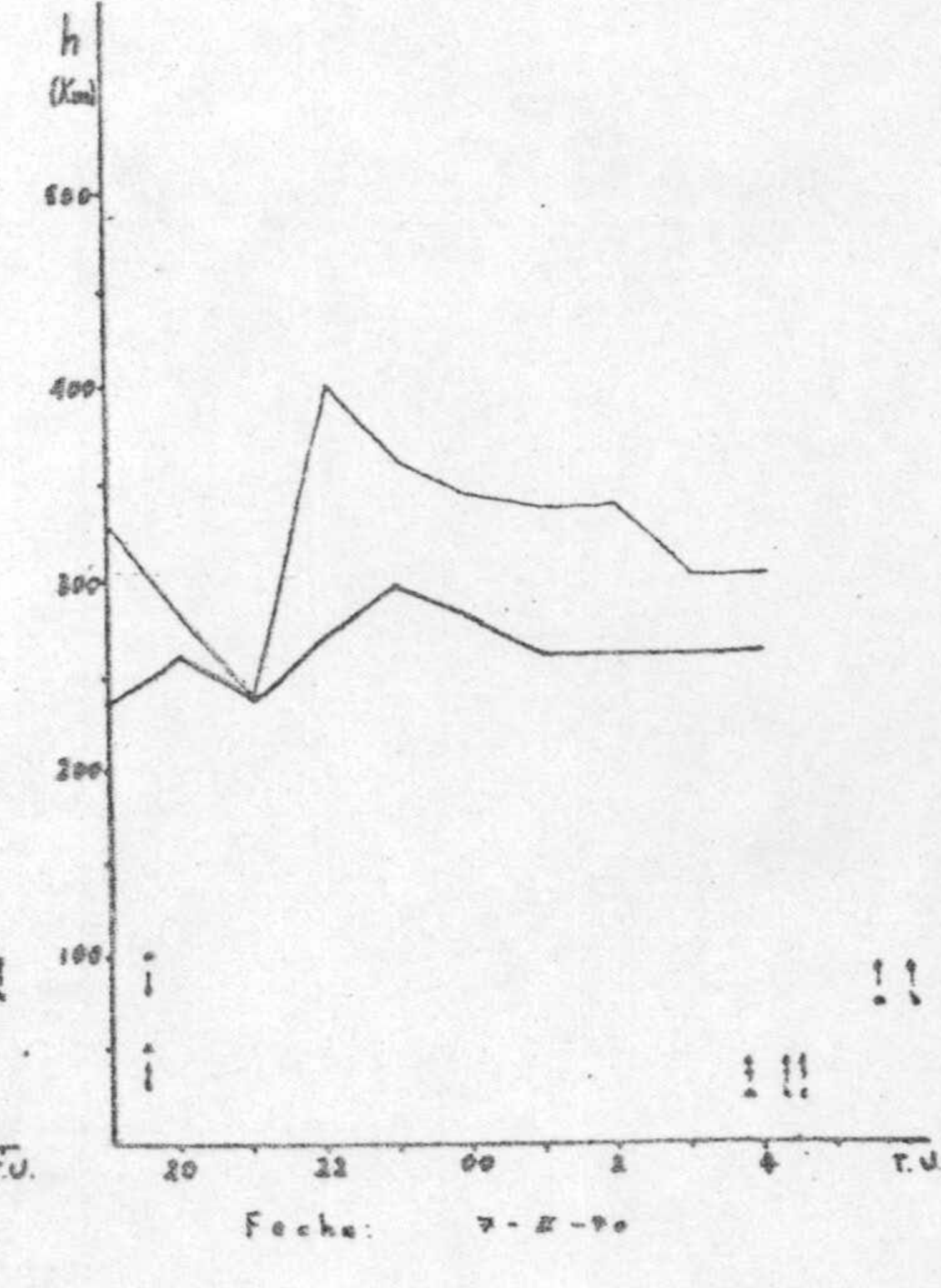
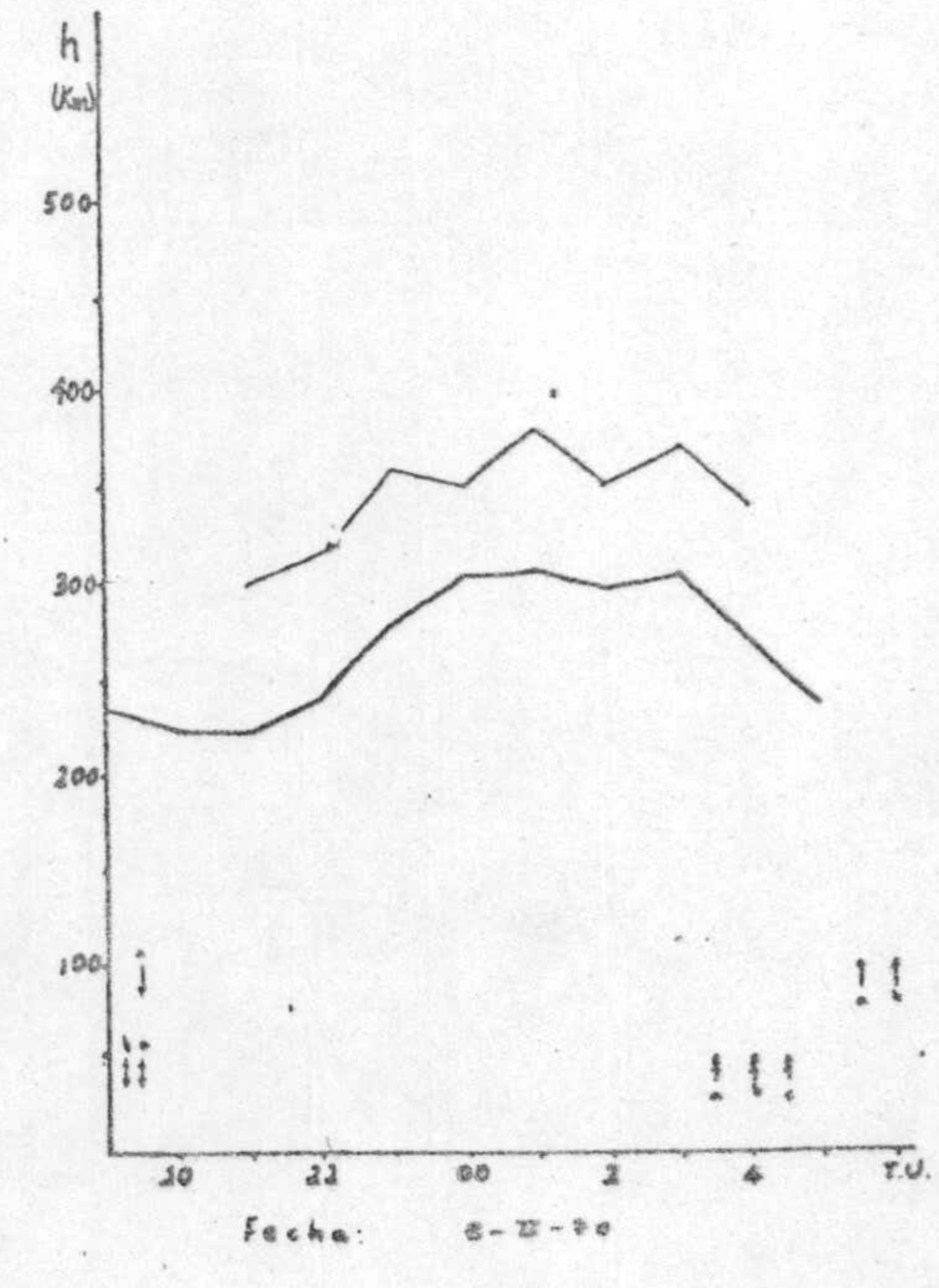
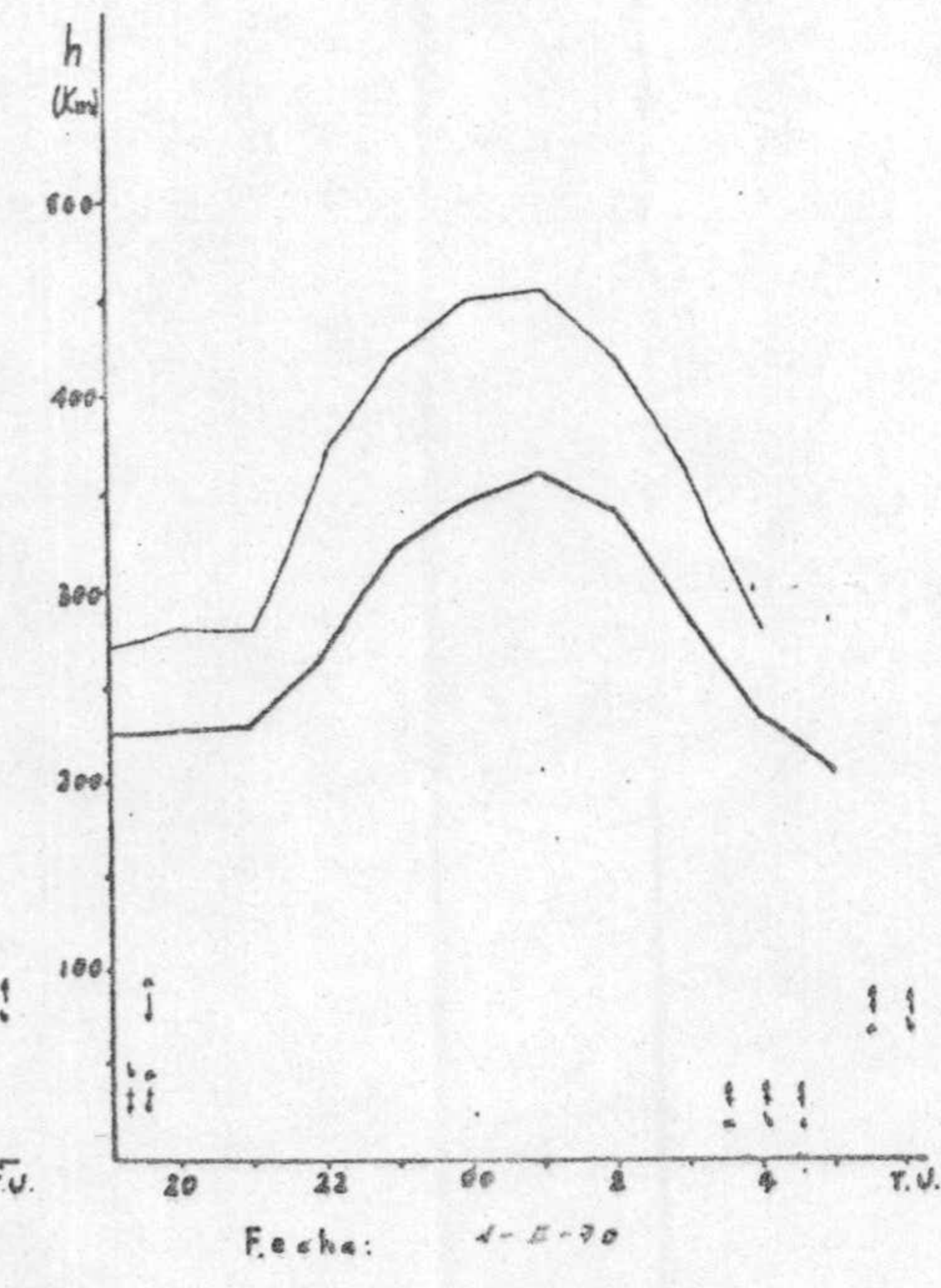
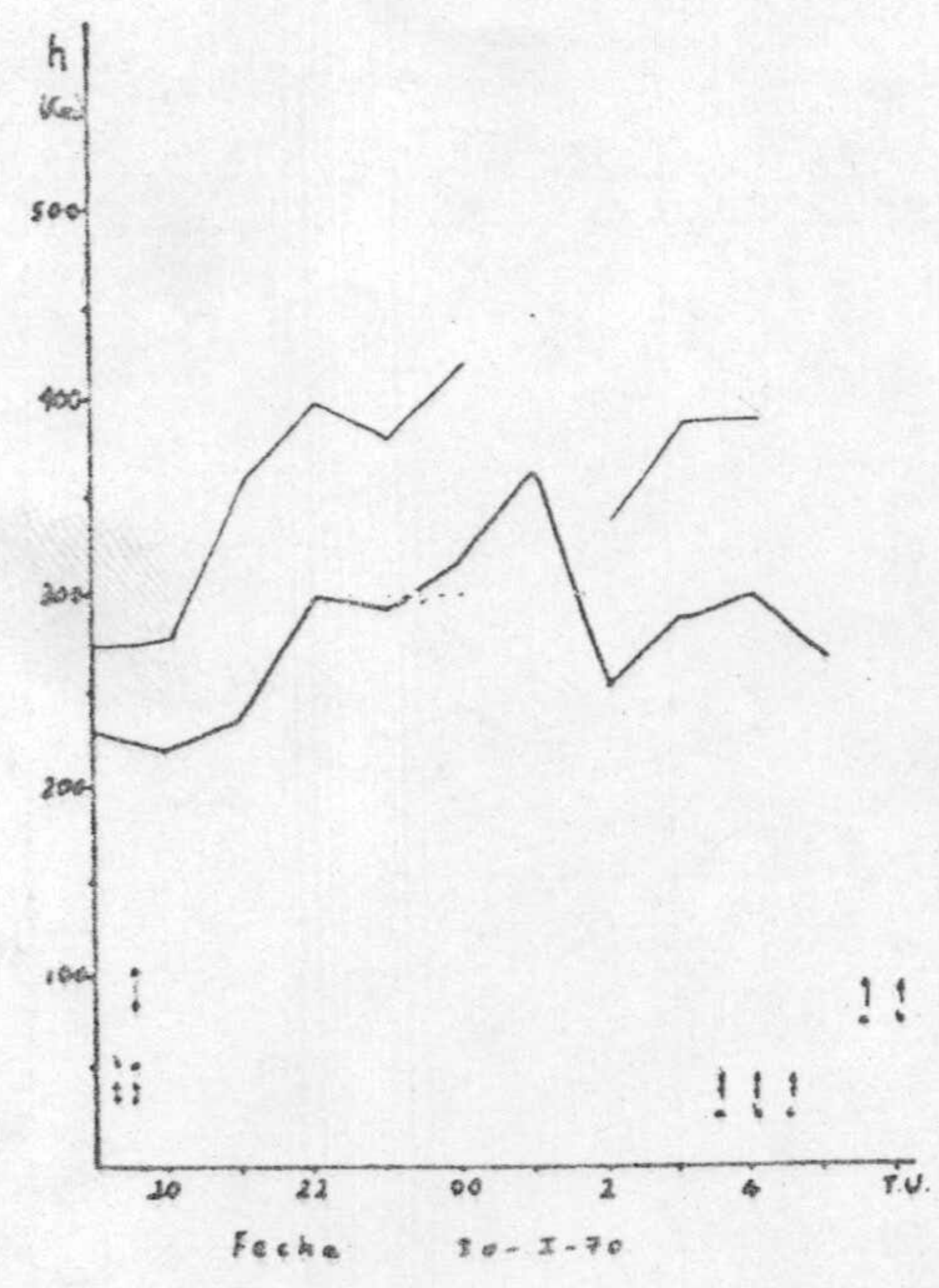
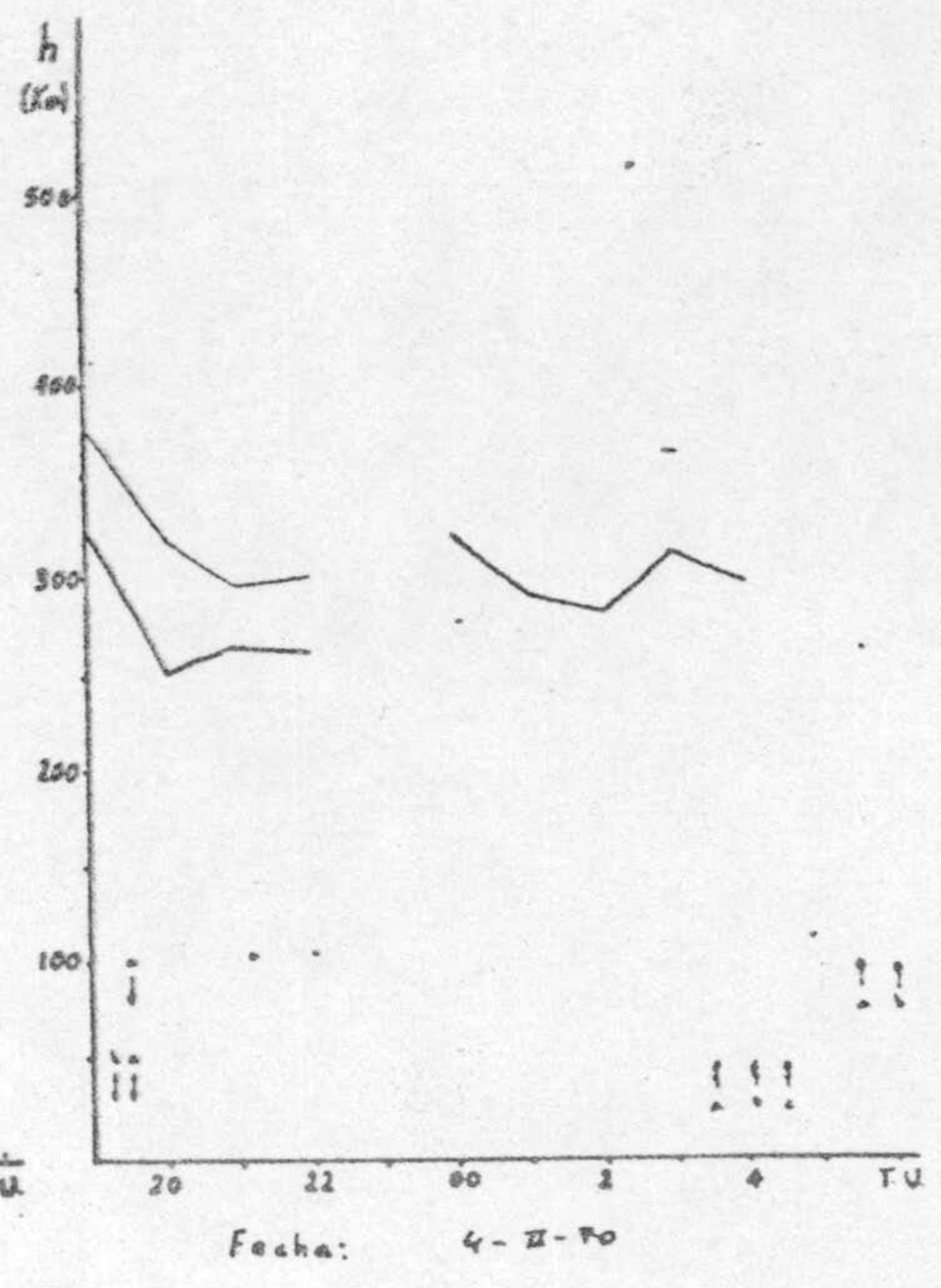
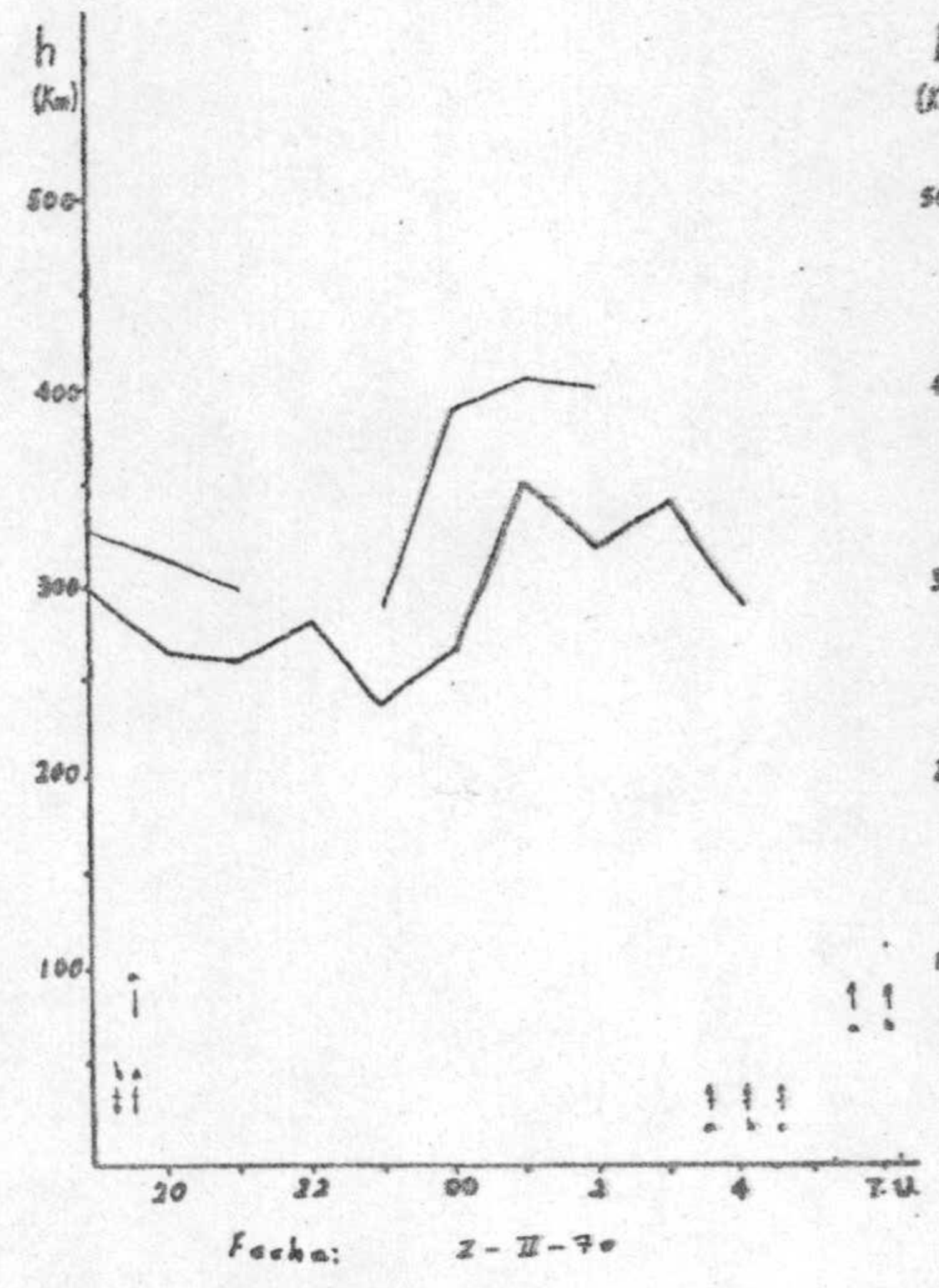
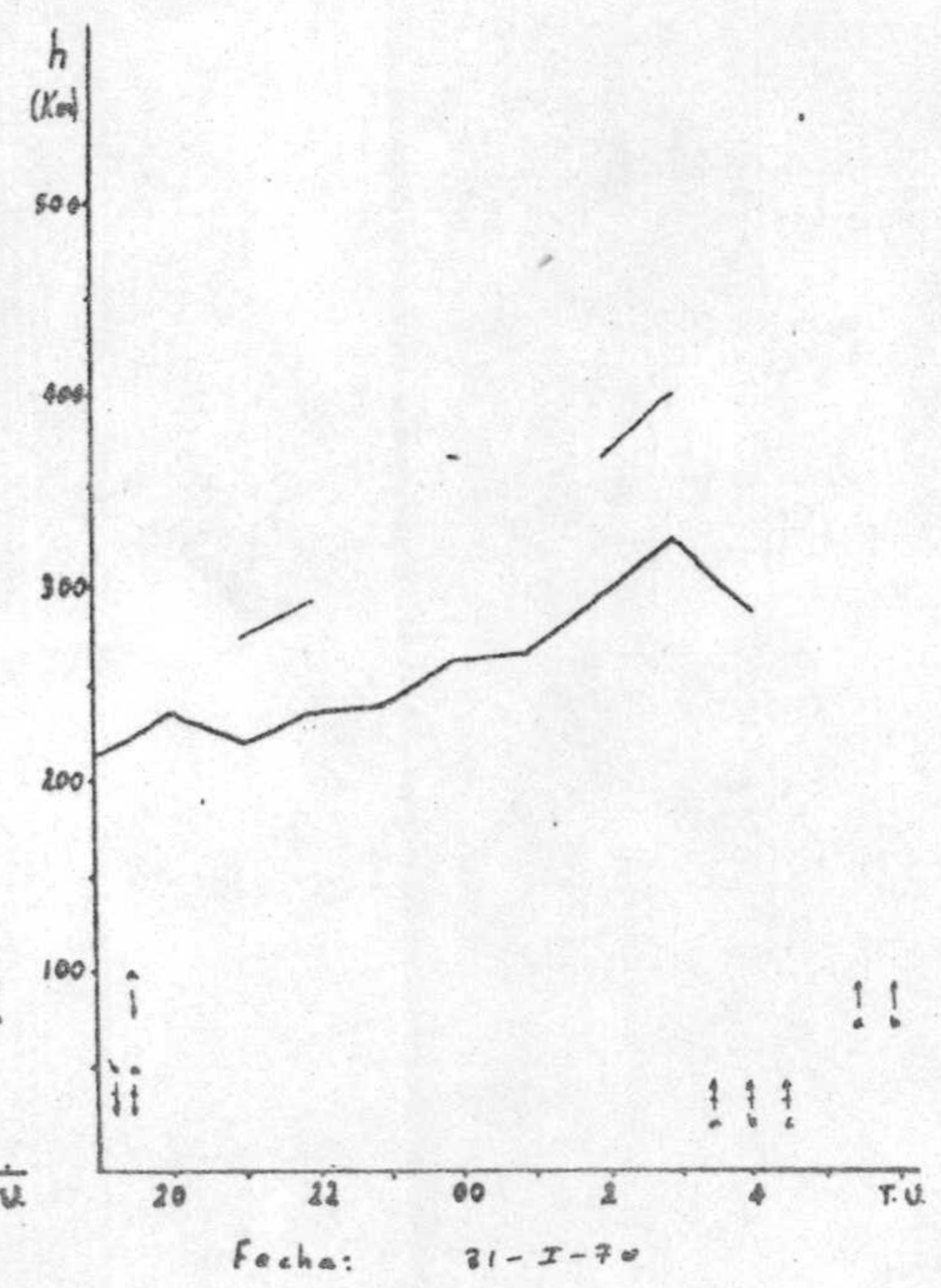
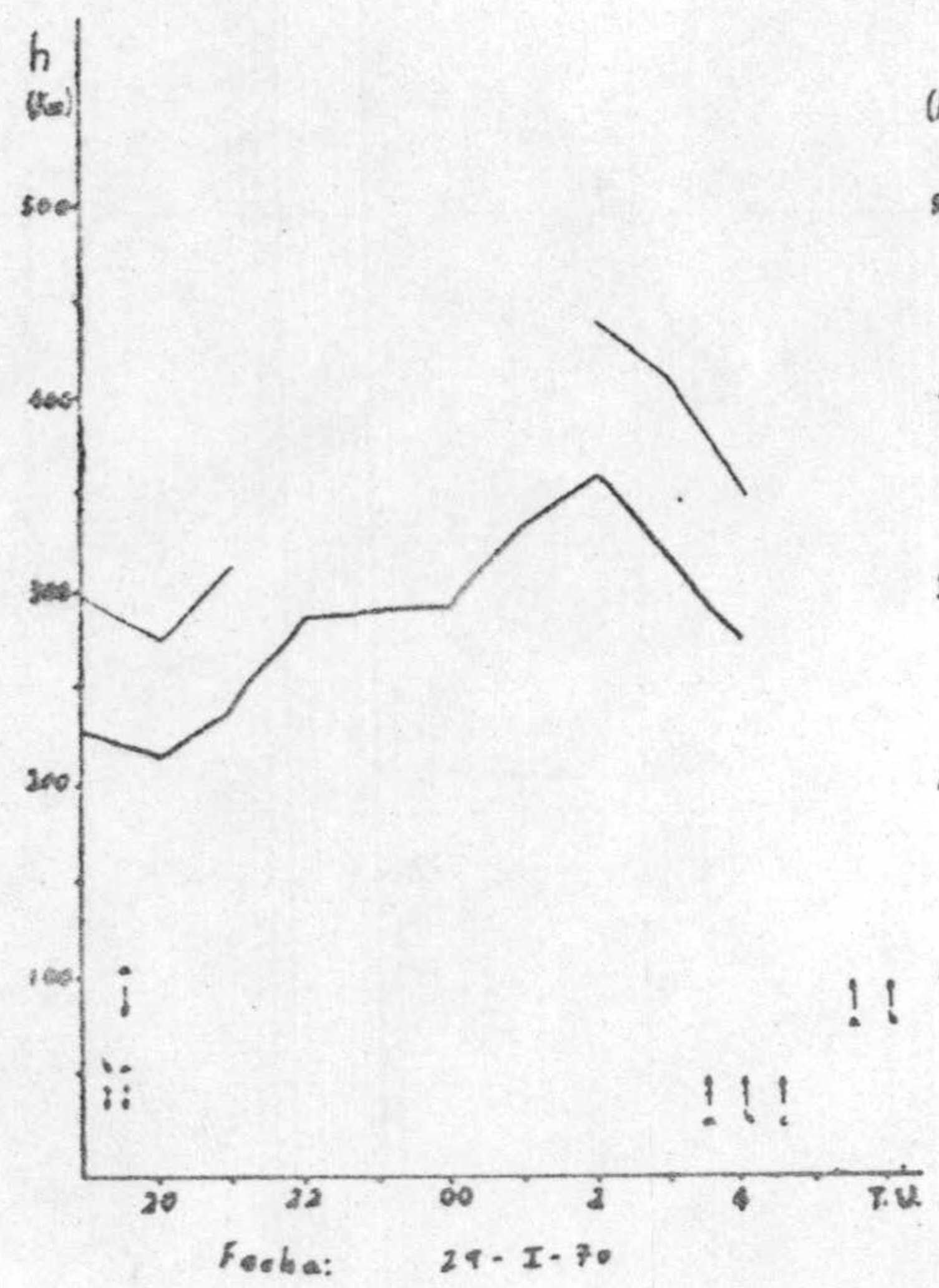


3.6.- CURVAS  $h^*$  F 2 (Trazo grueso) Y CURVAS  $h_p$  (TRAZO fino)

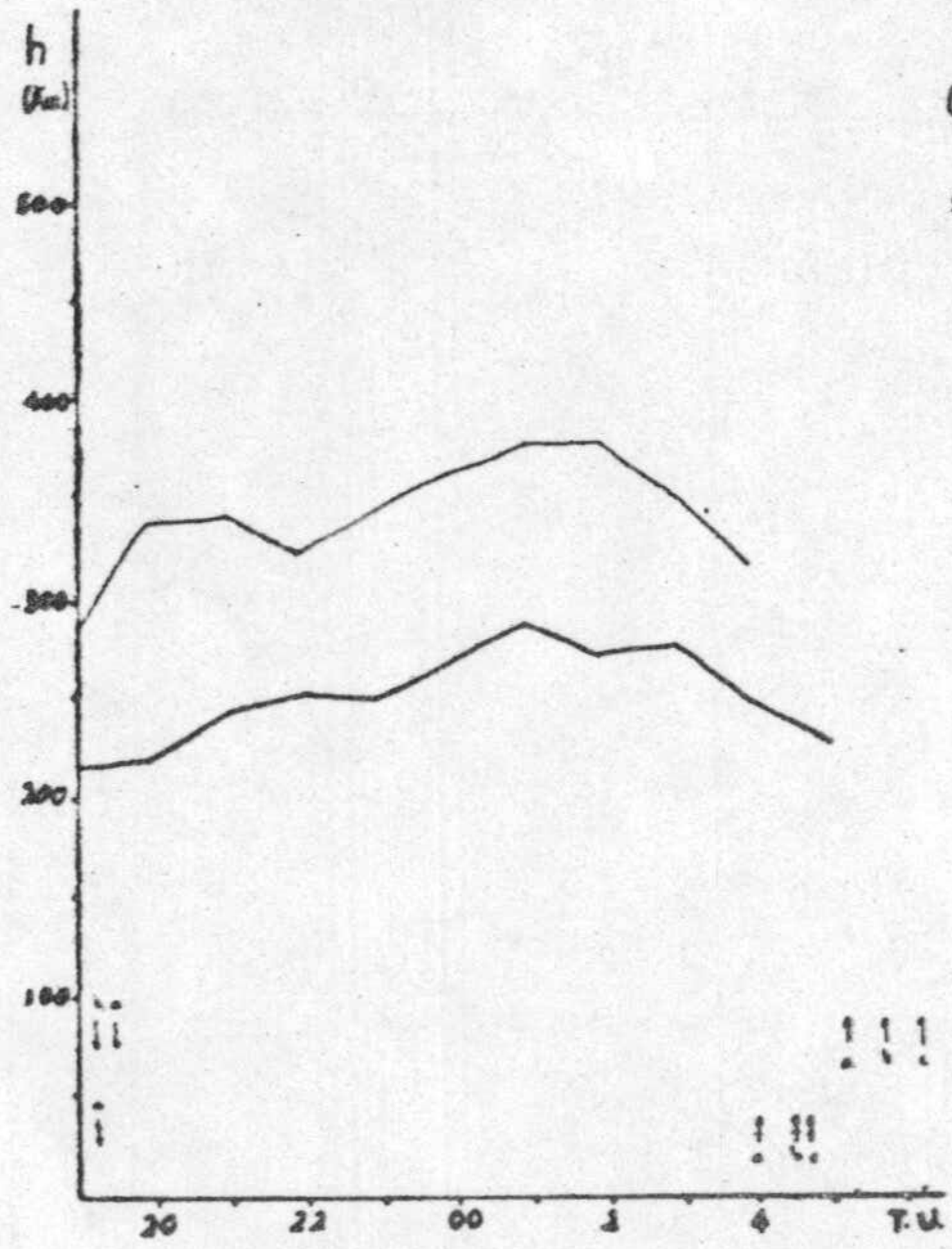




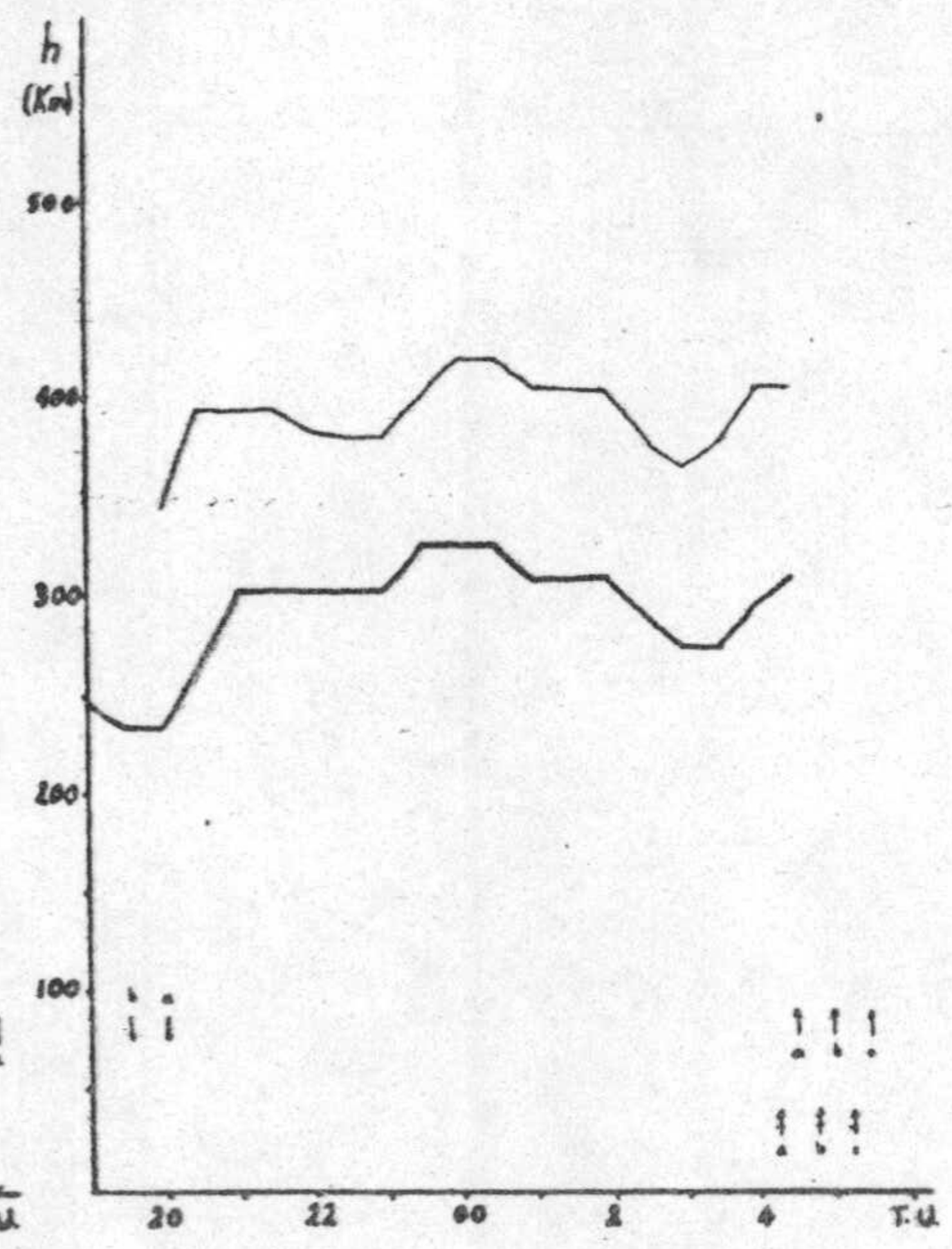




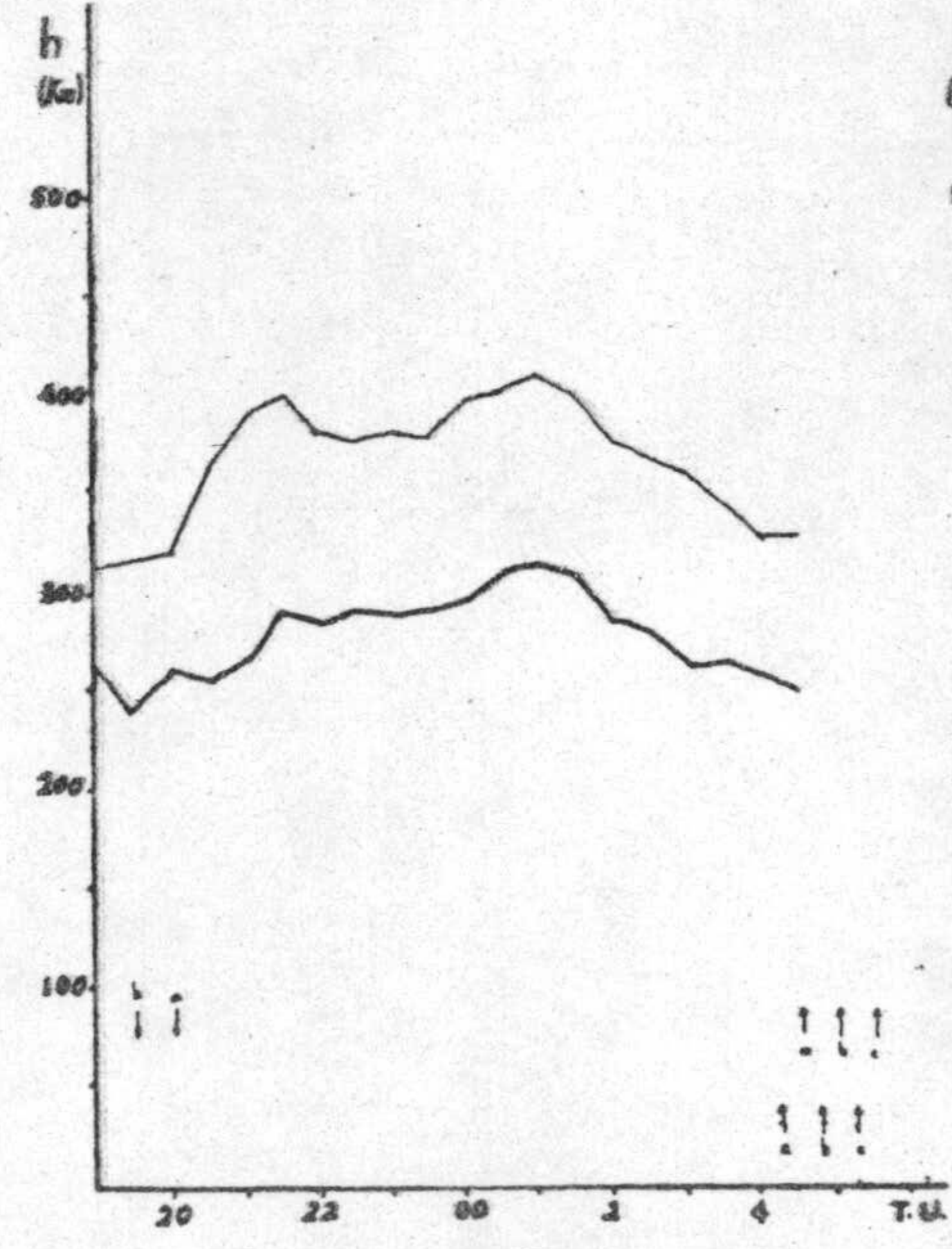




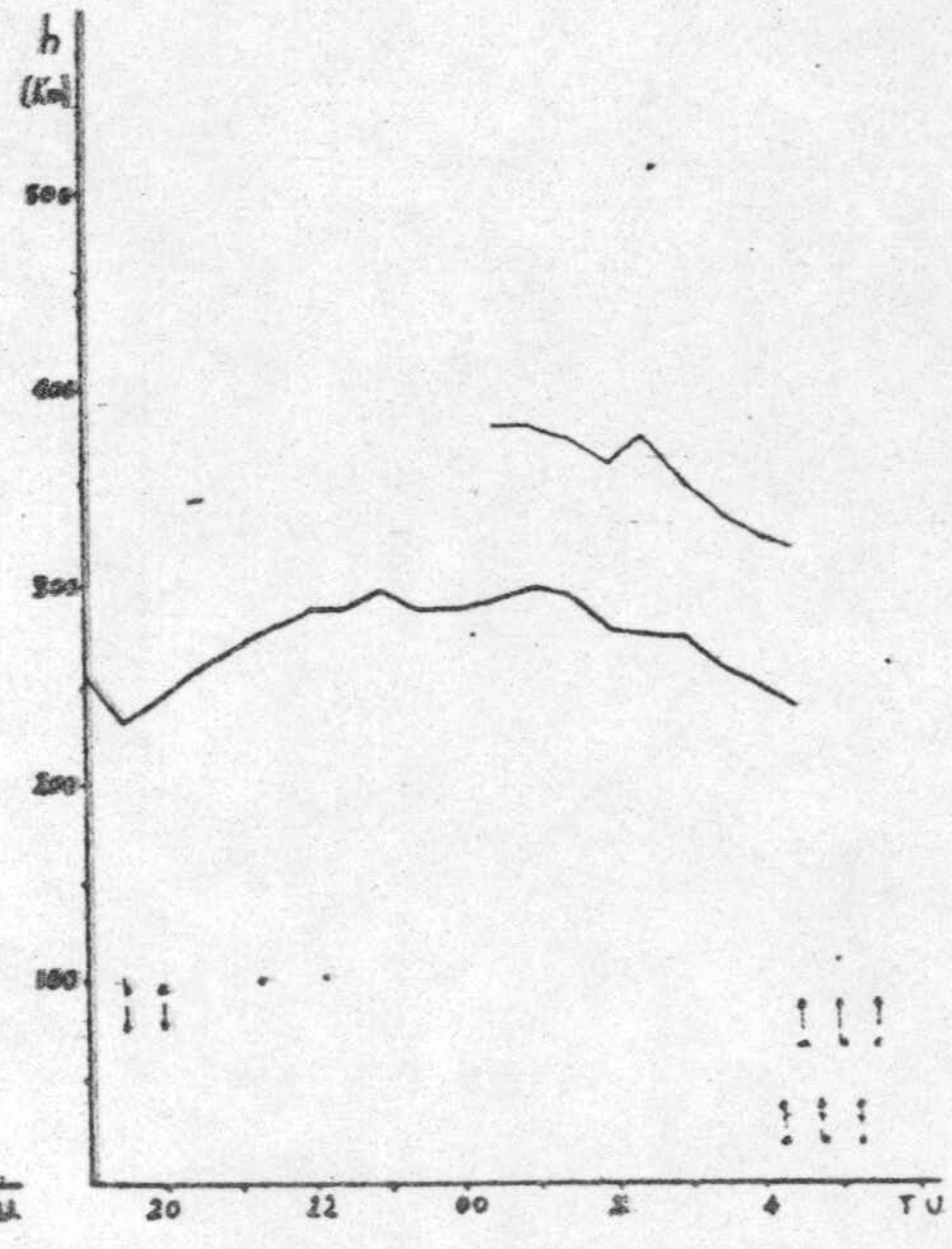
Fecha: 18-X-70



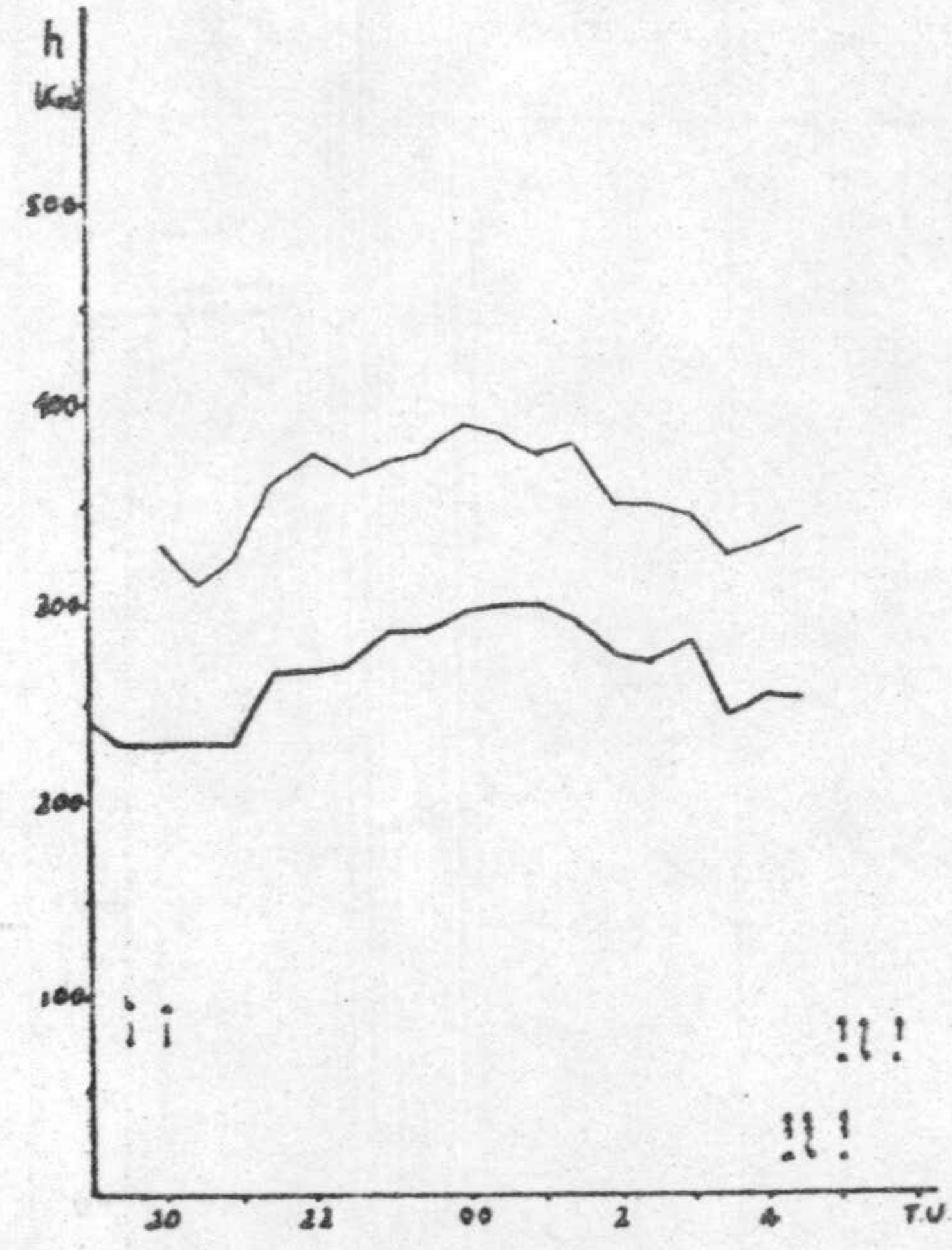
Fecha: 10-D-70



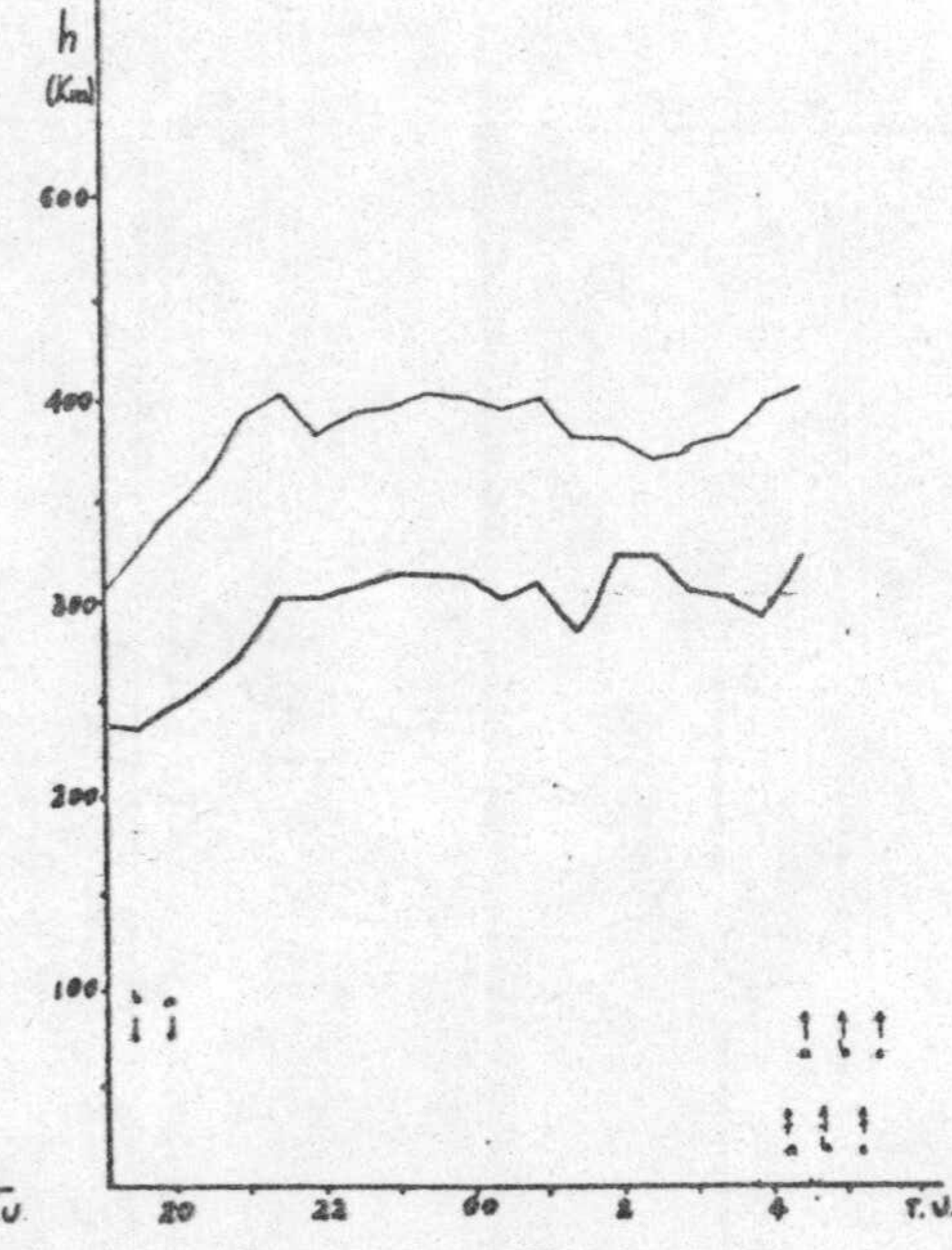
Fecha: 12-D-70



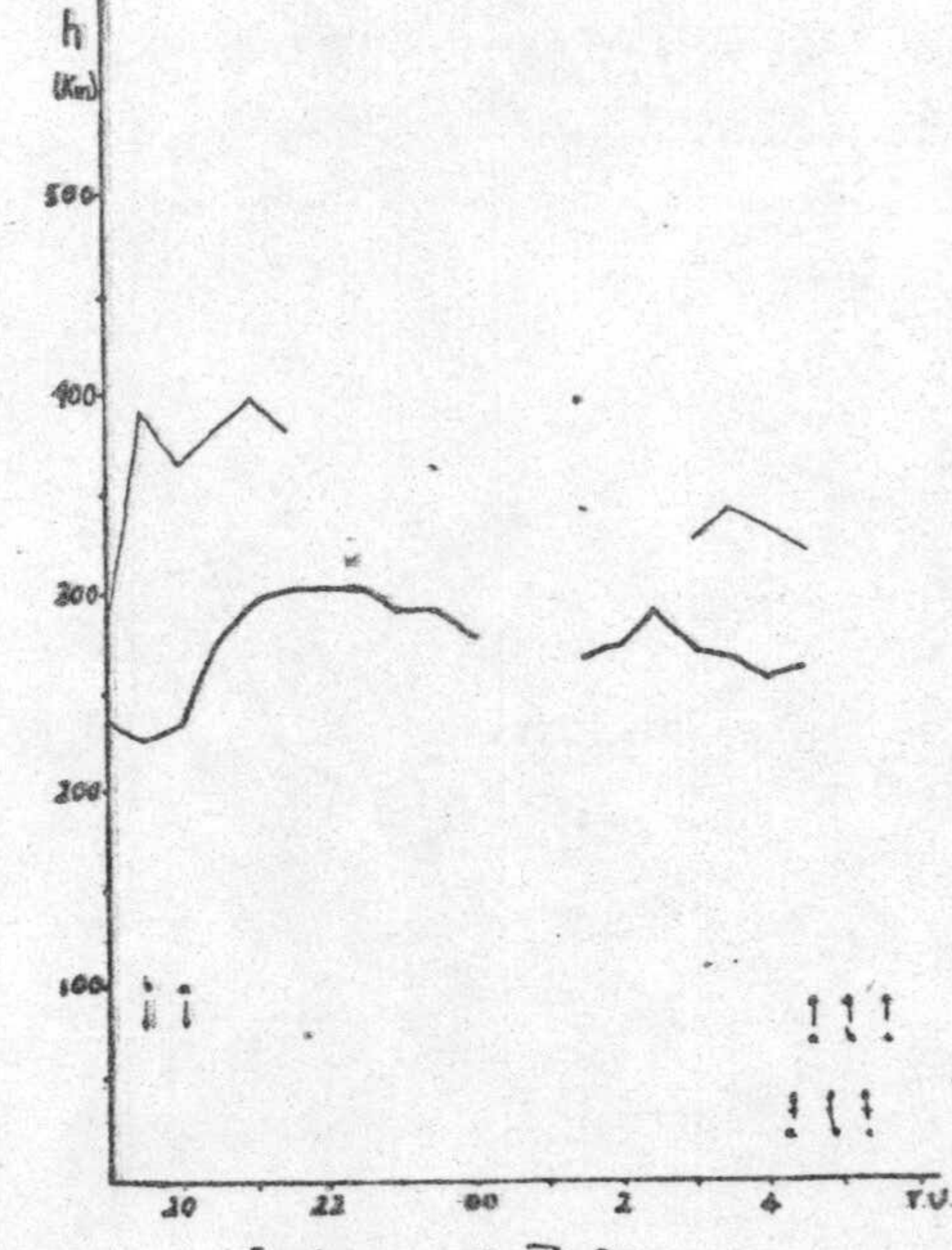
Fecha: 14-D-70



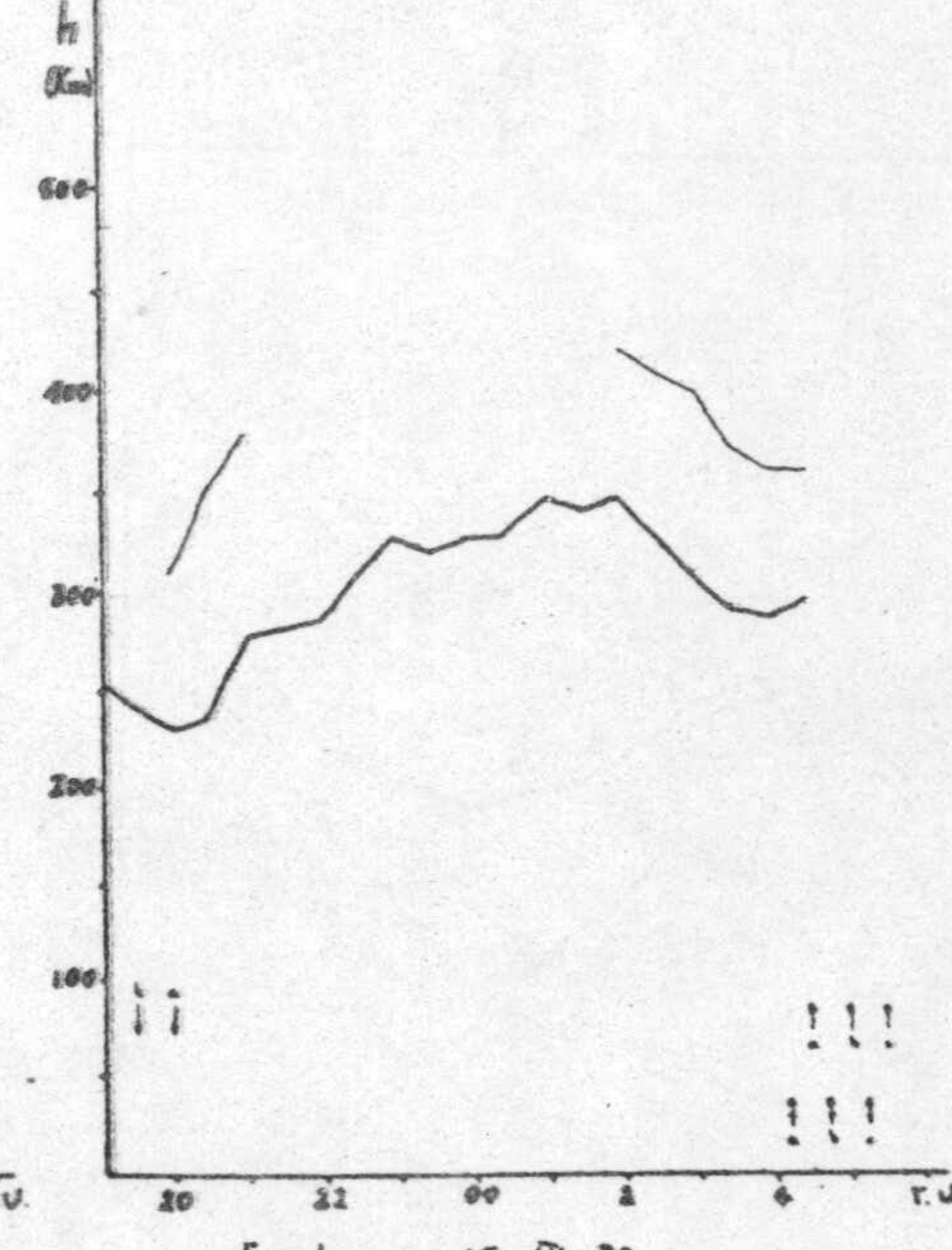
Fecha: 4-D-70



Fecha: 11-D-70

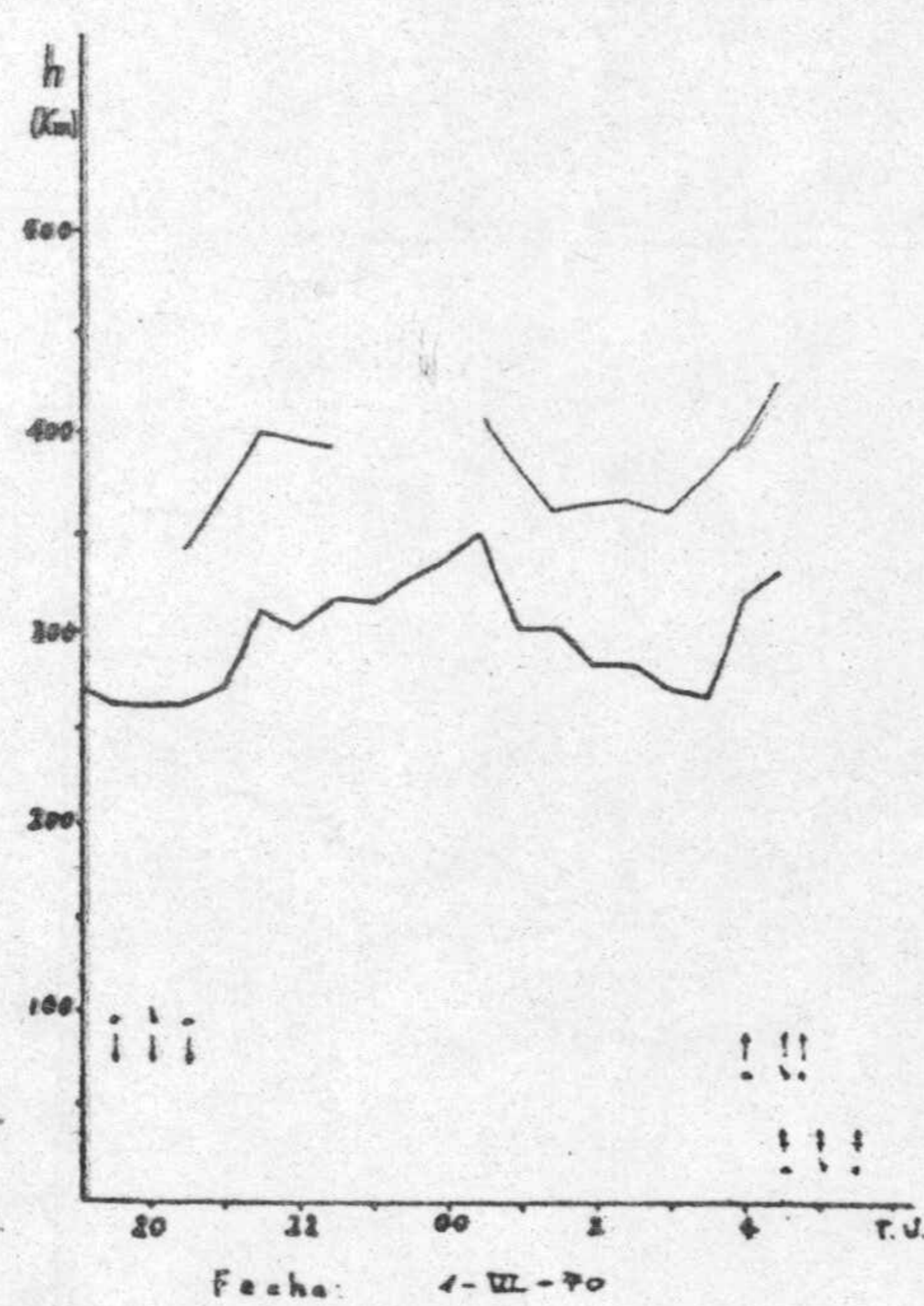
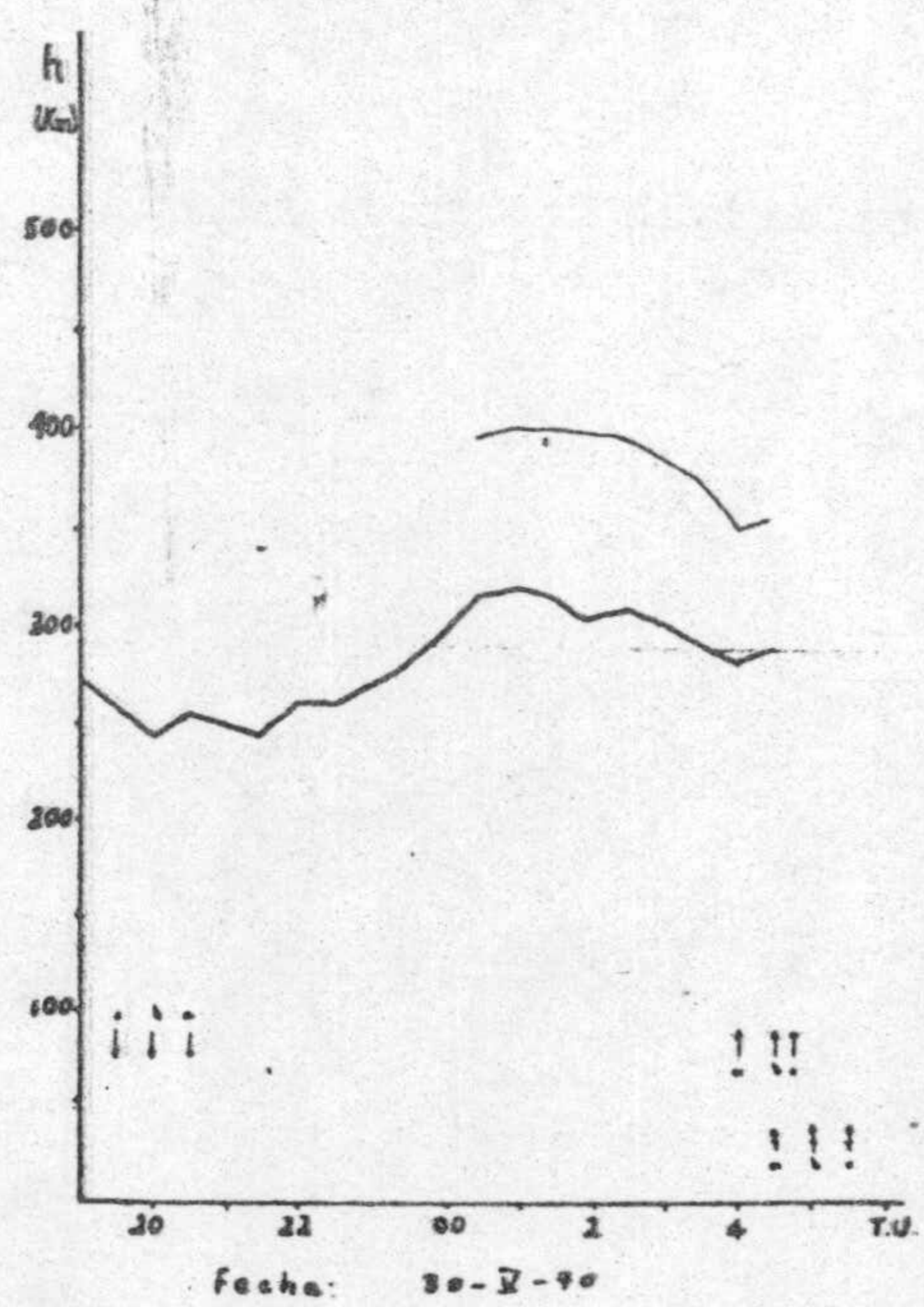
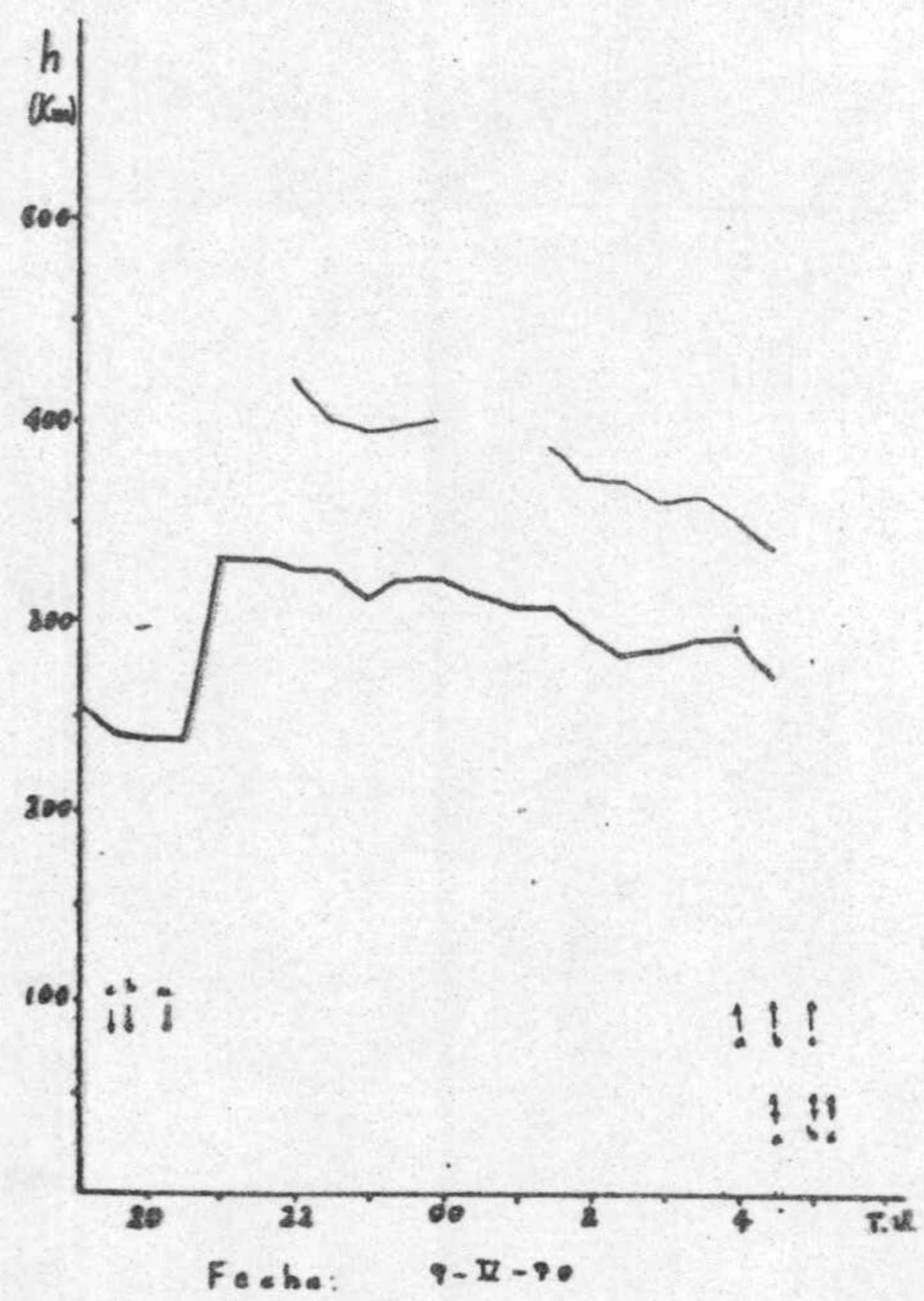
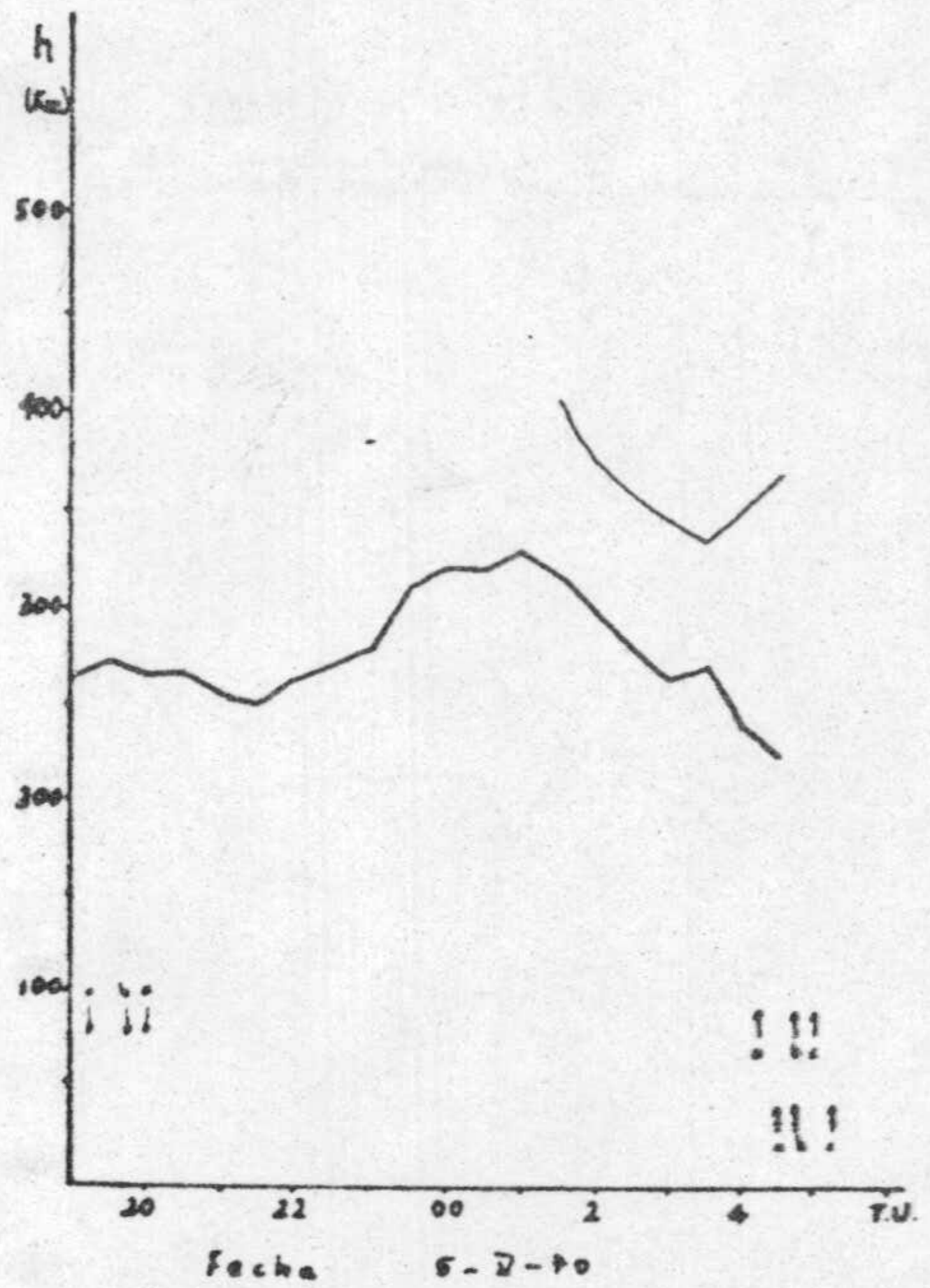
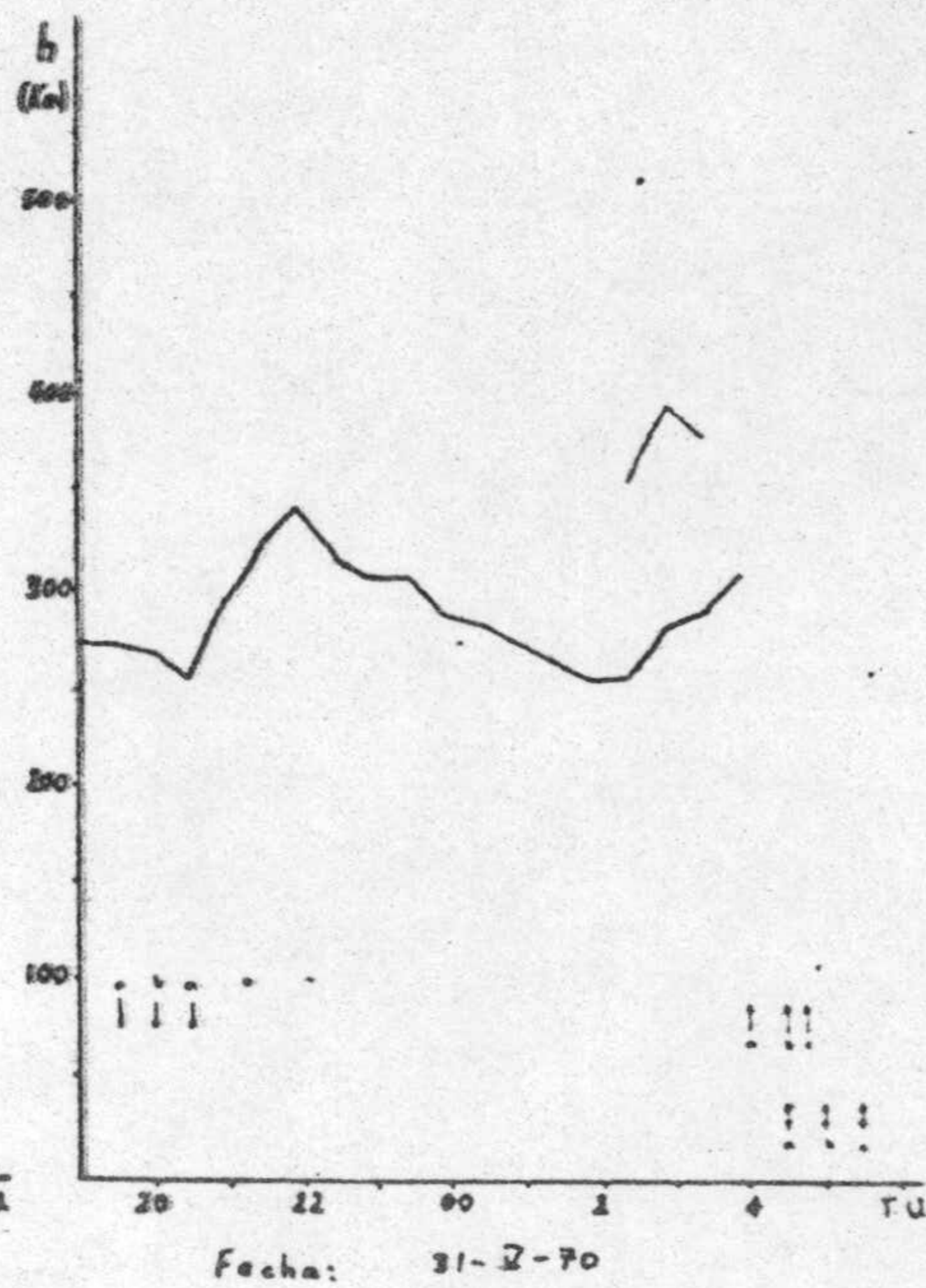
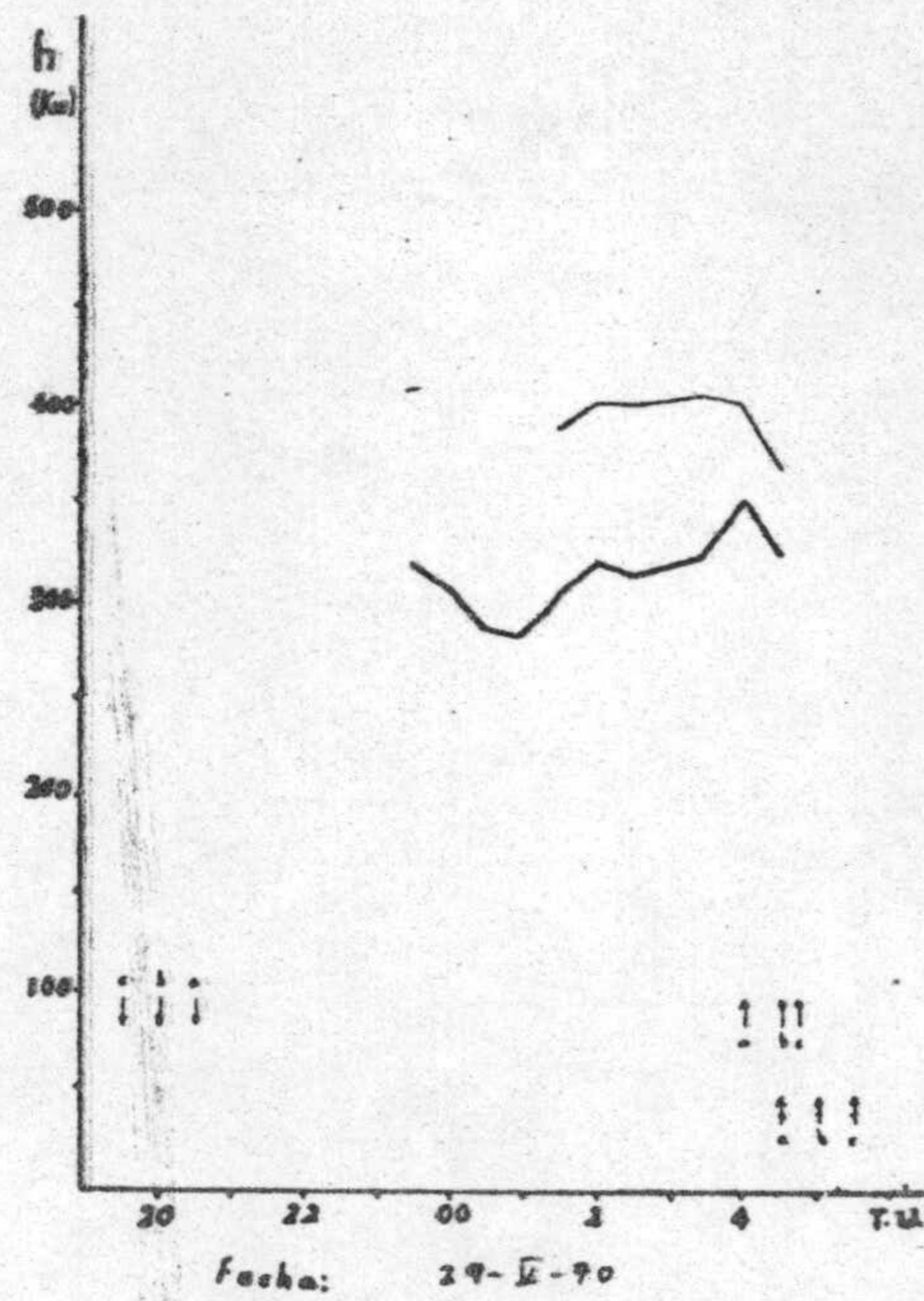
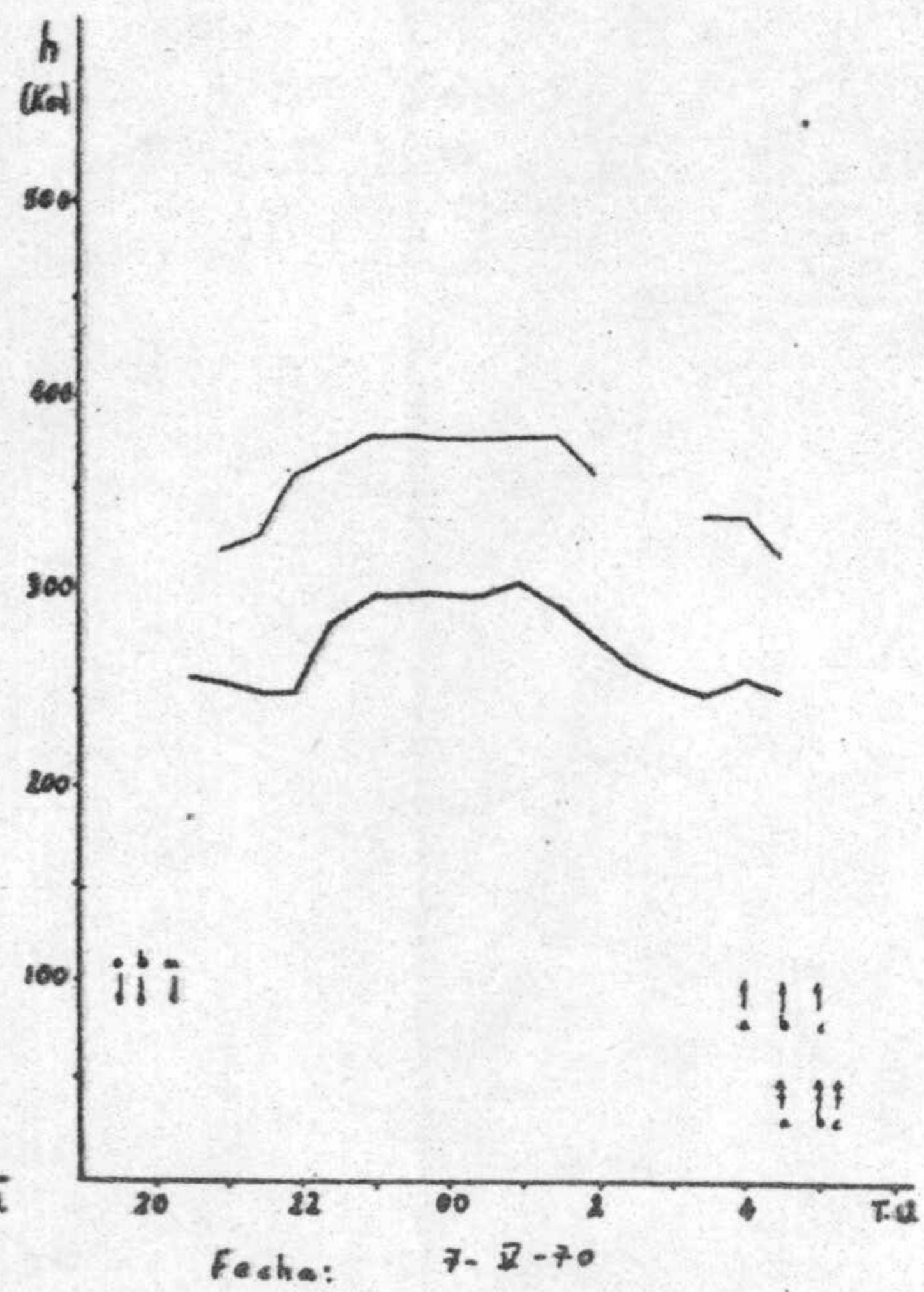
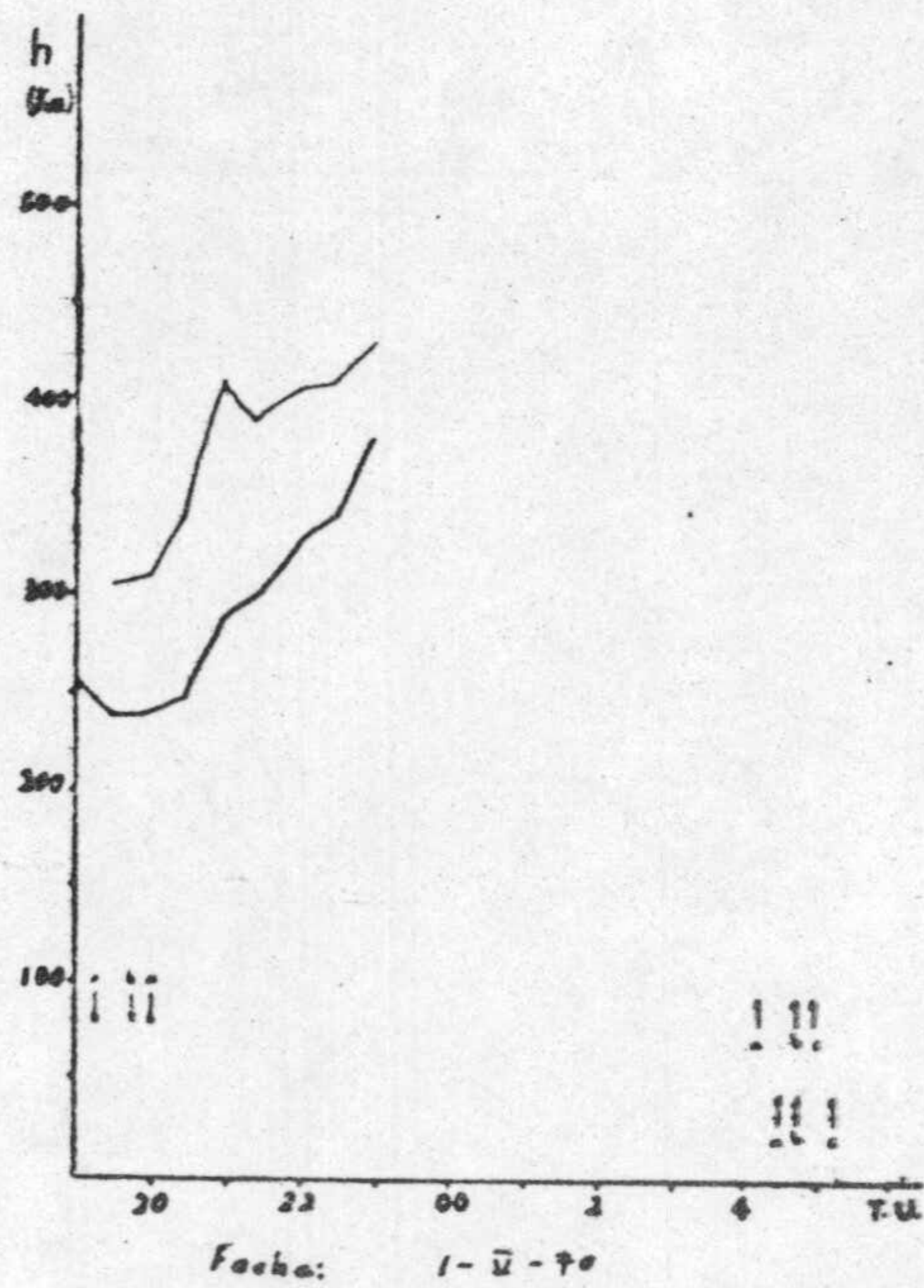


Fecha: 18-D-70

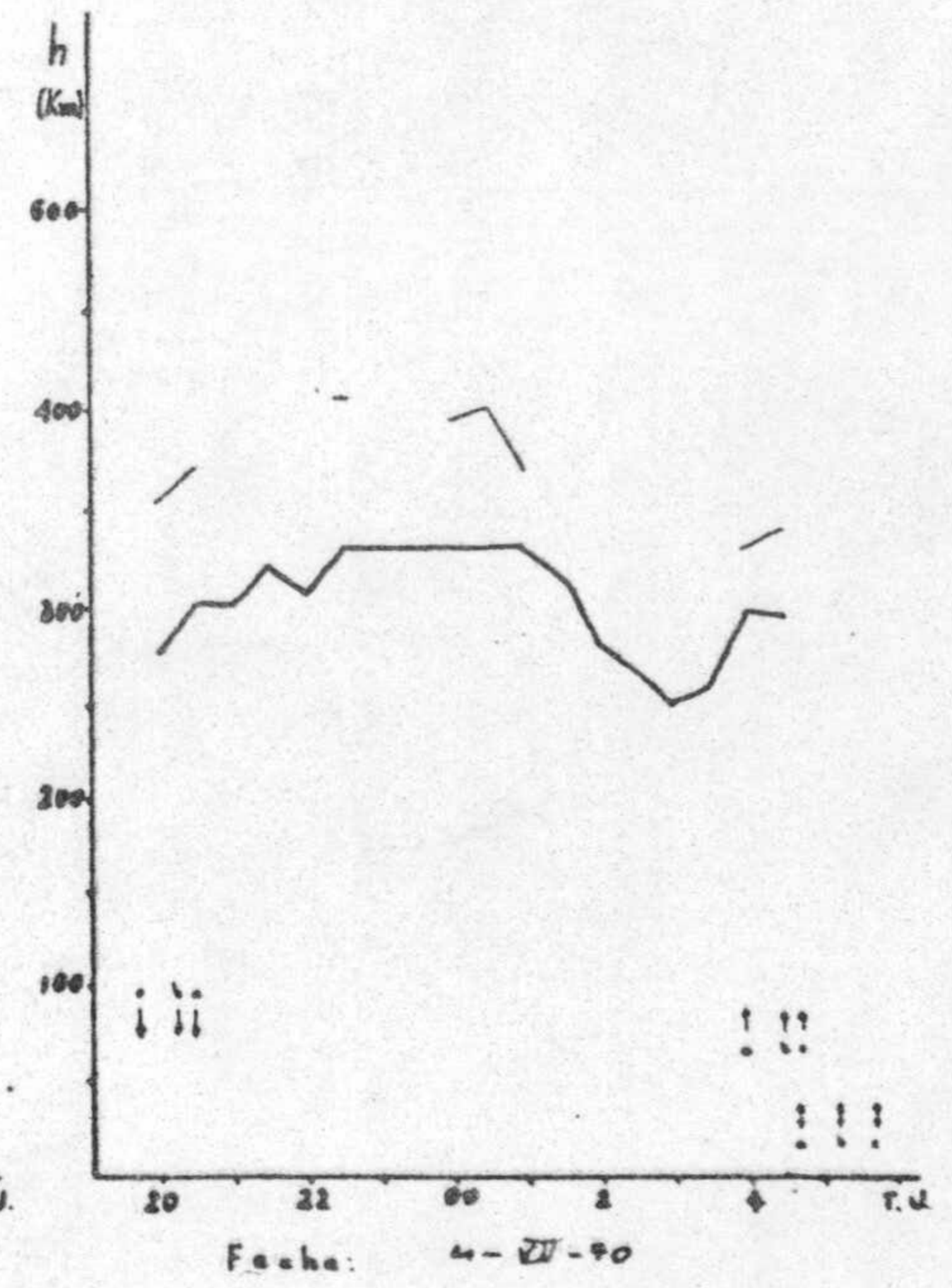
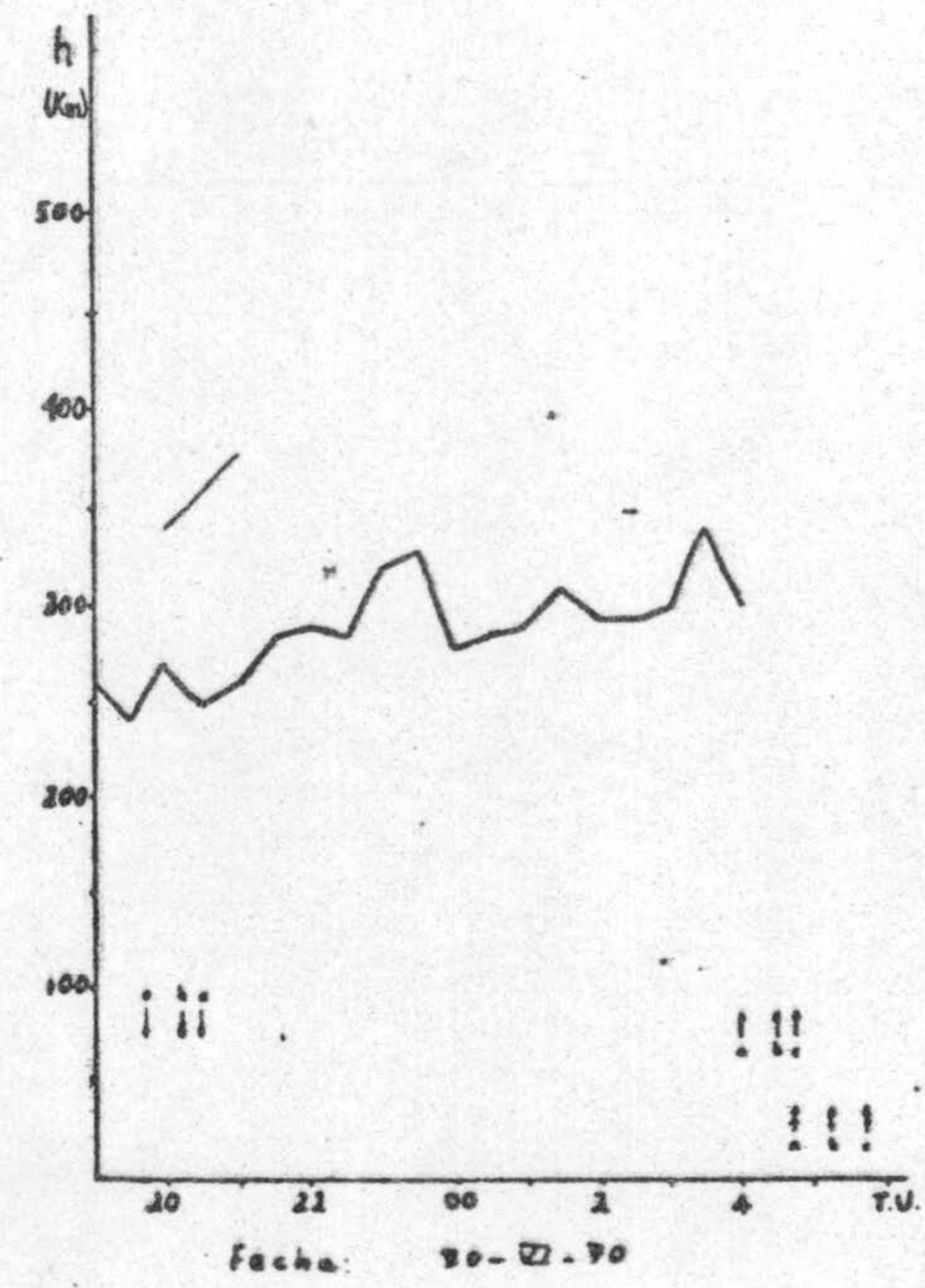
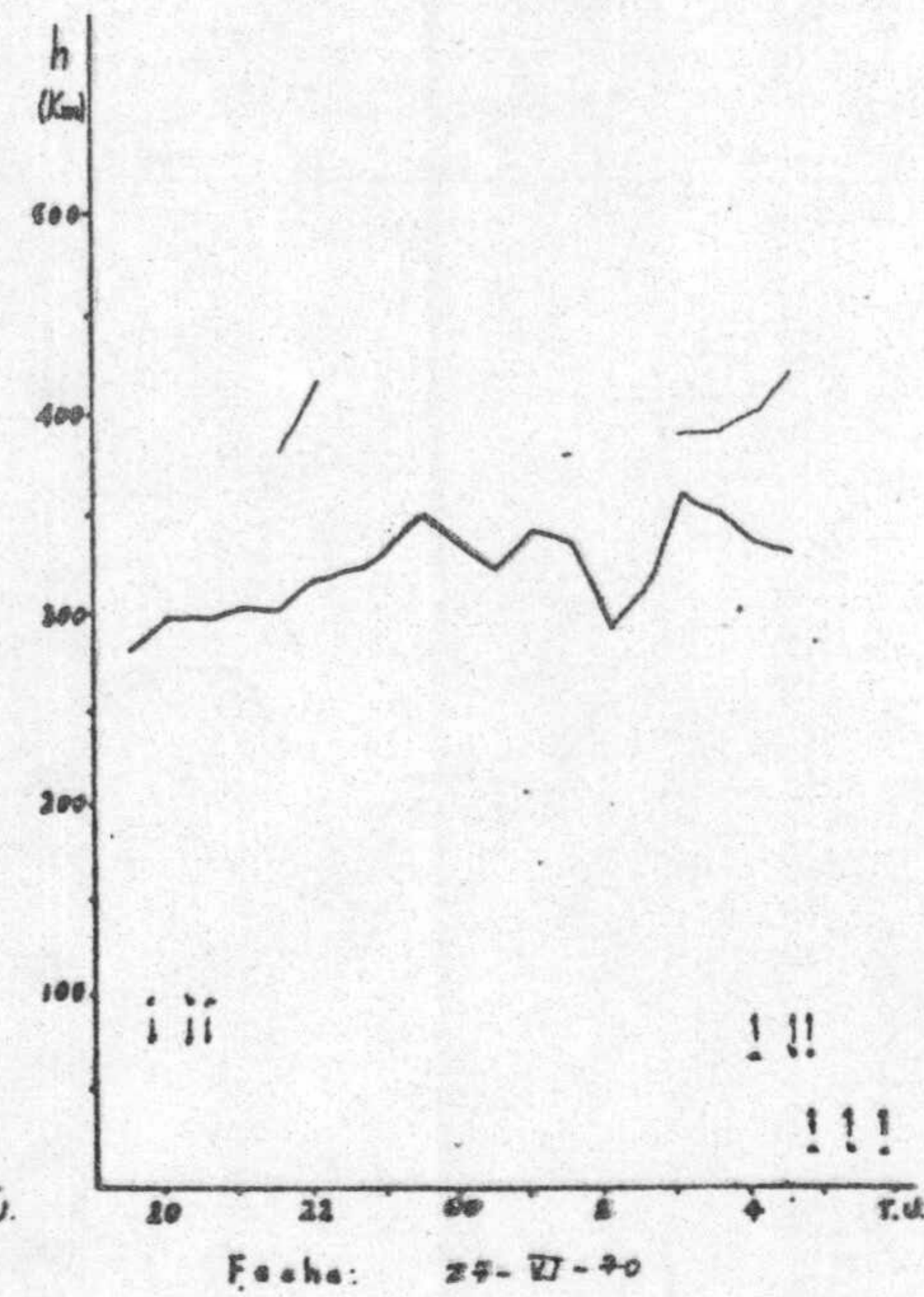
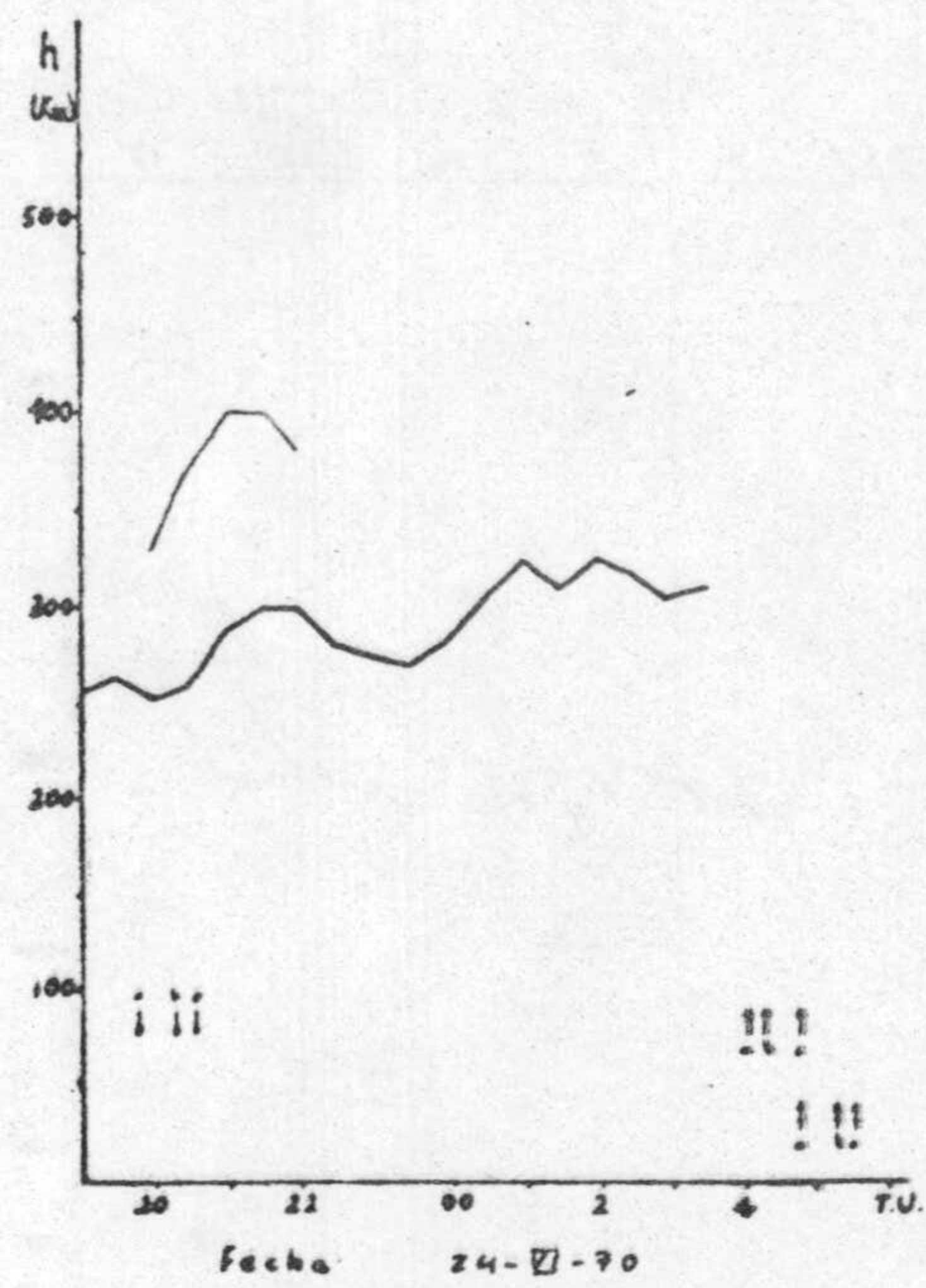
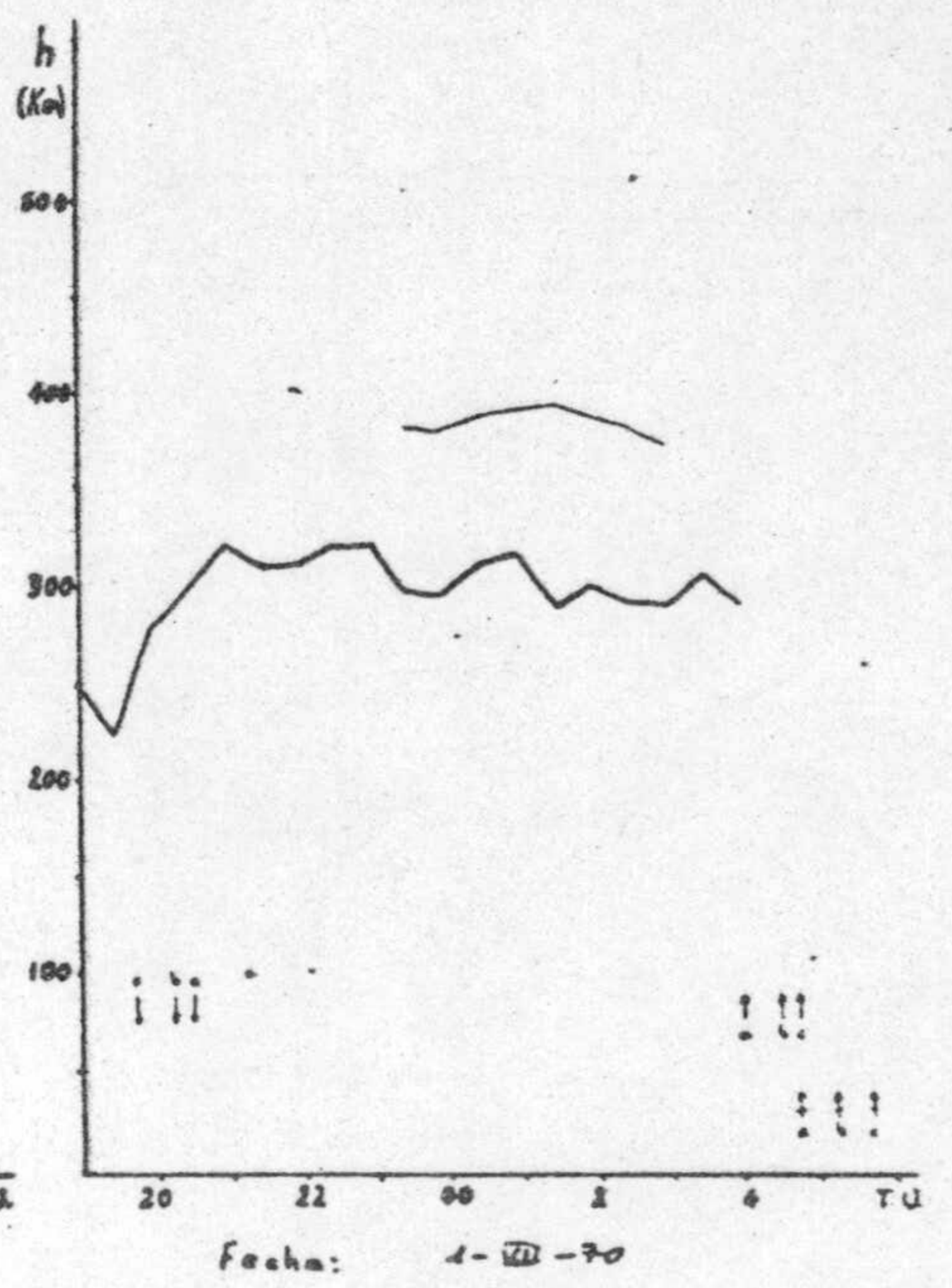
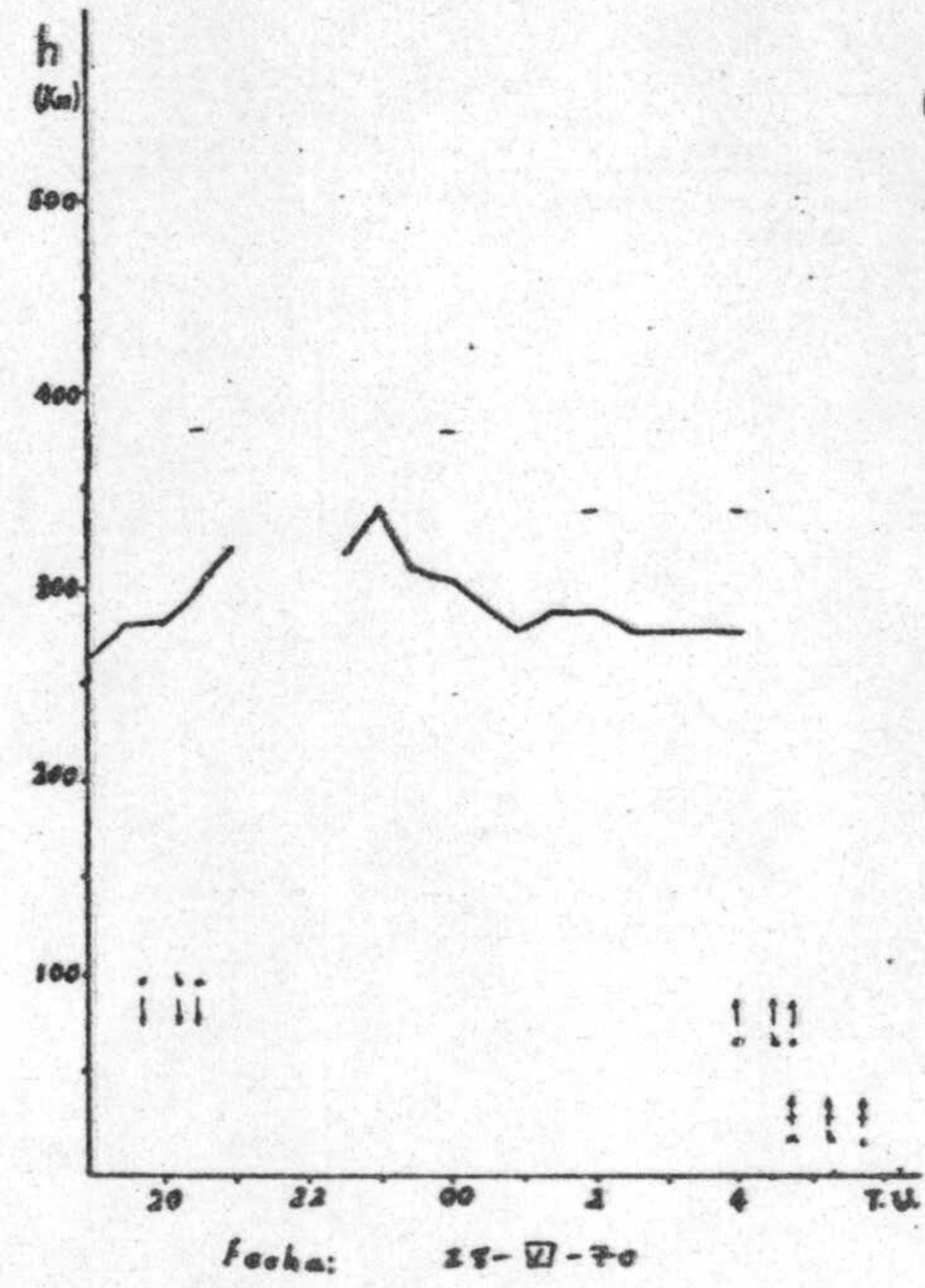
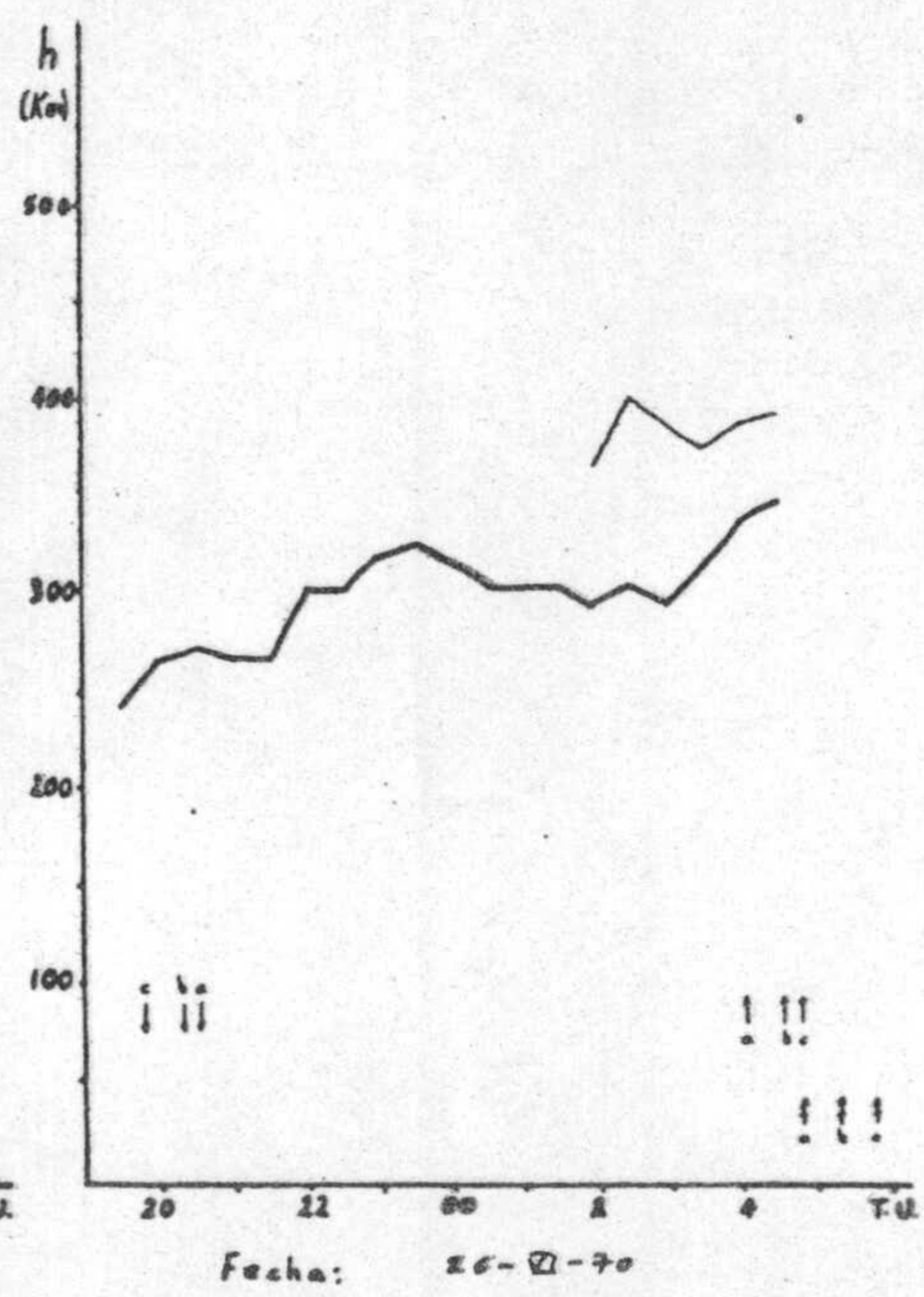
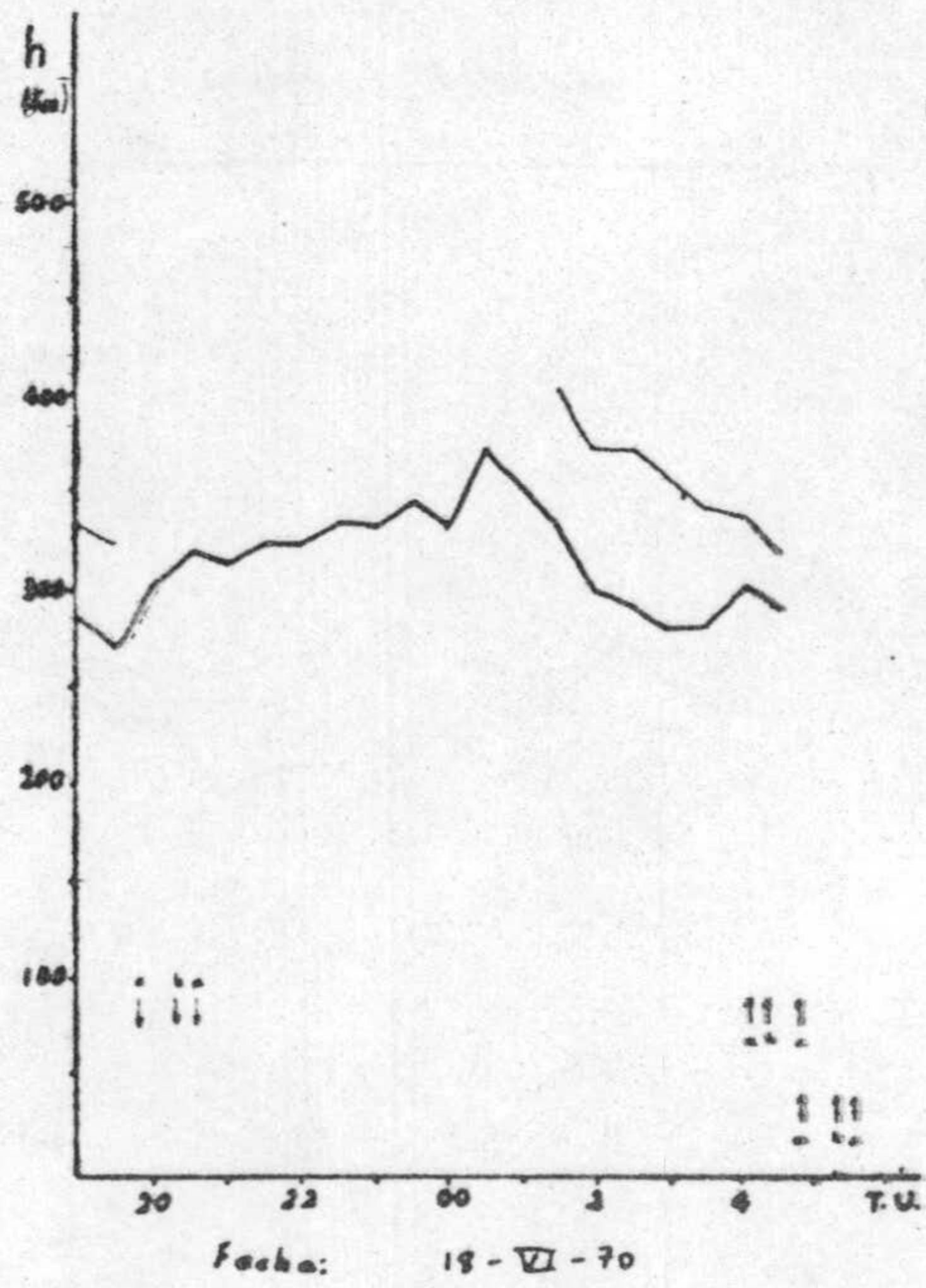


Fecha: 15-D-70

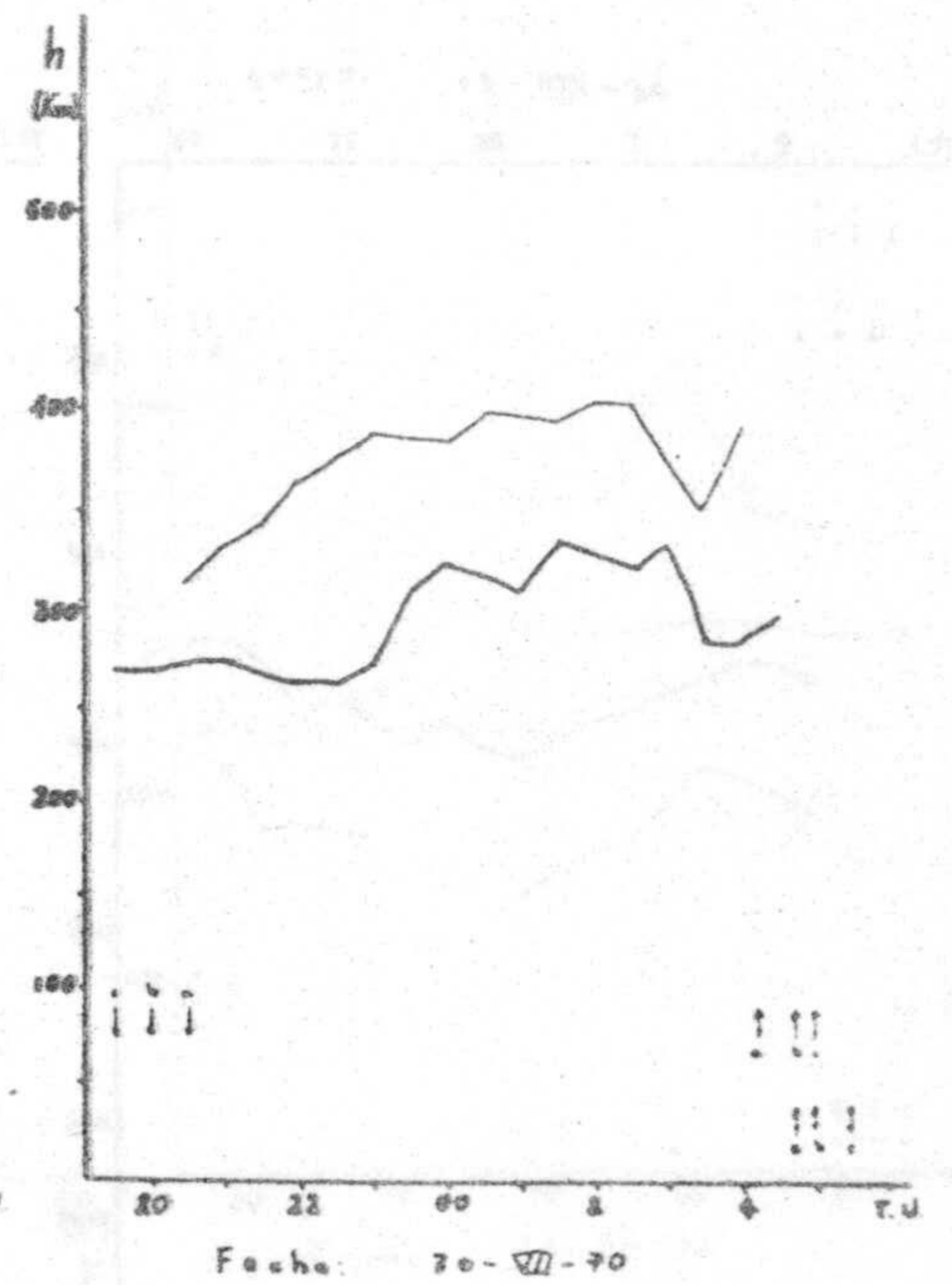
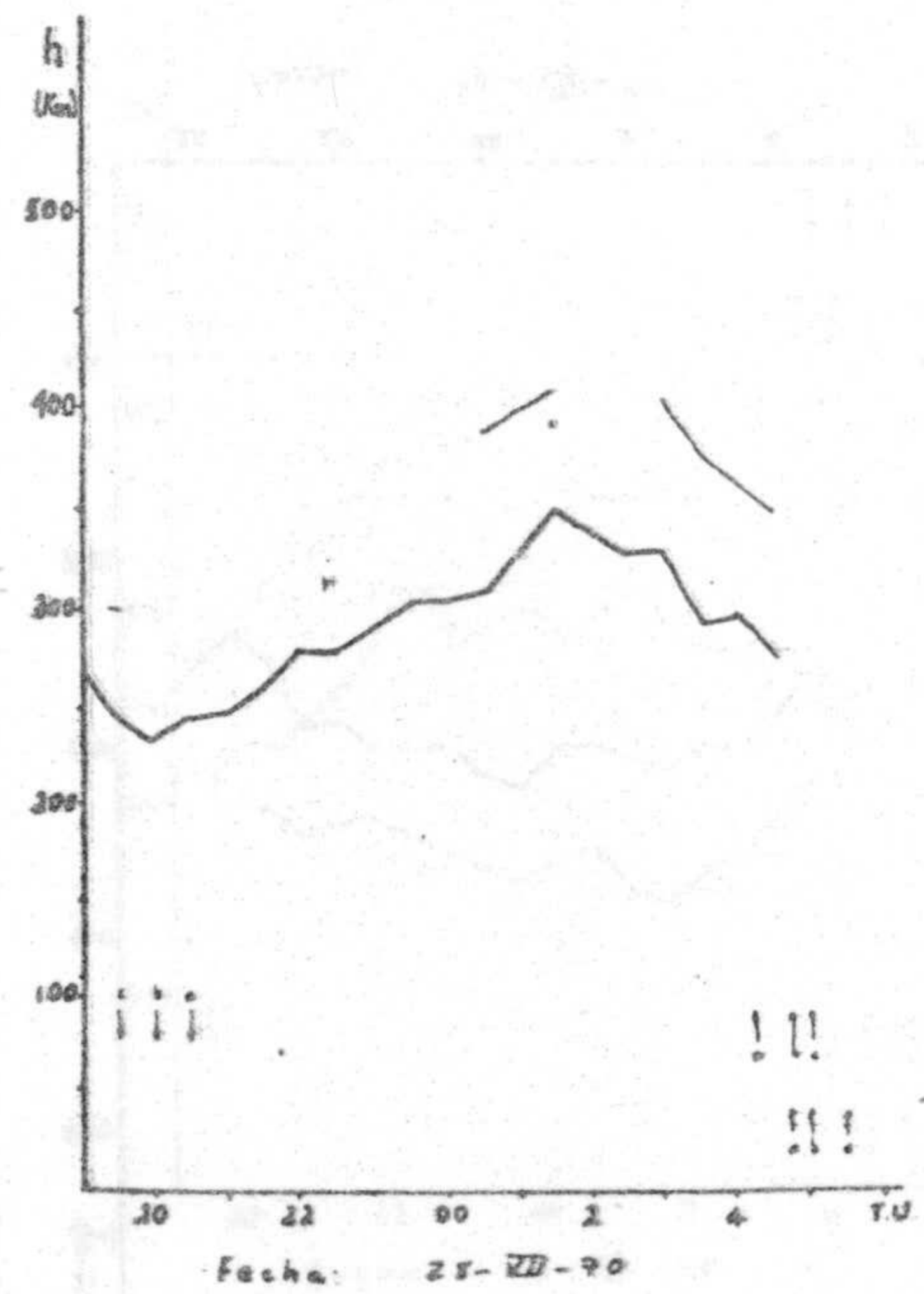
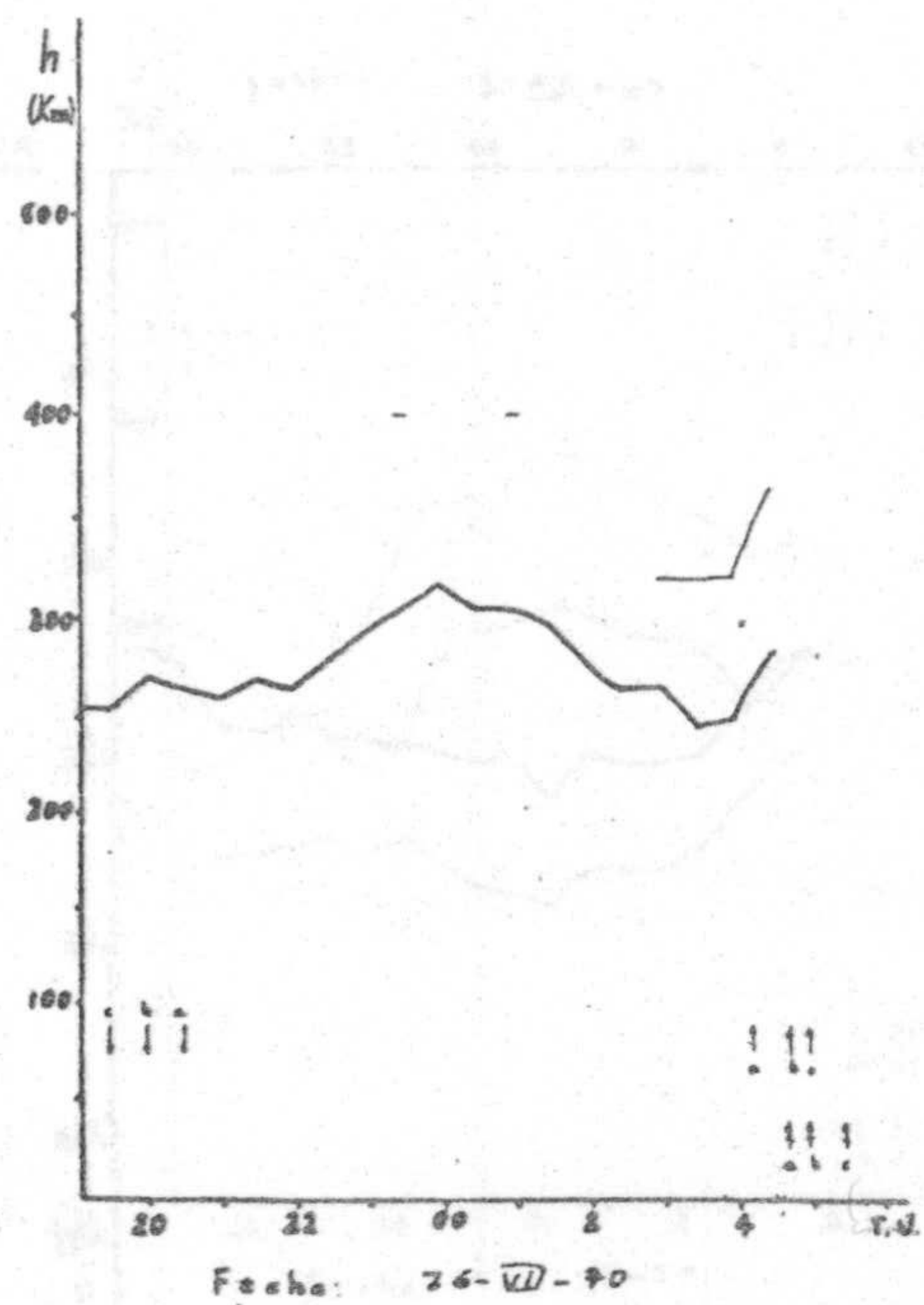
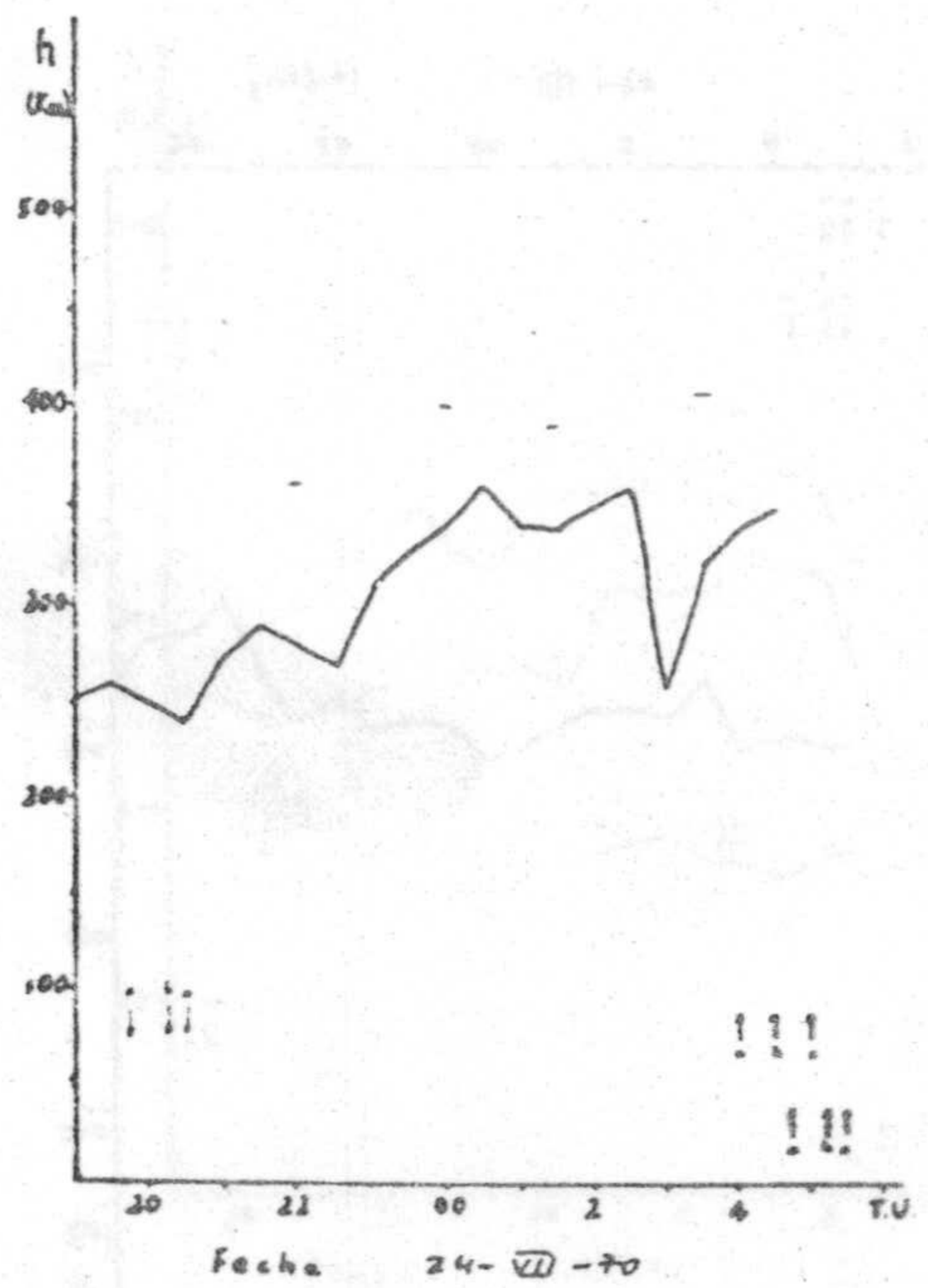
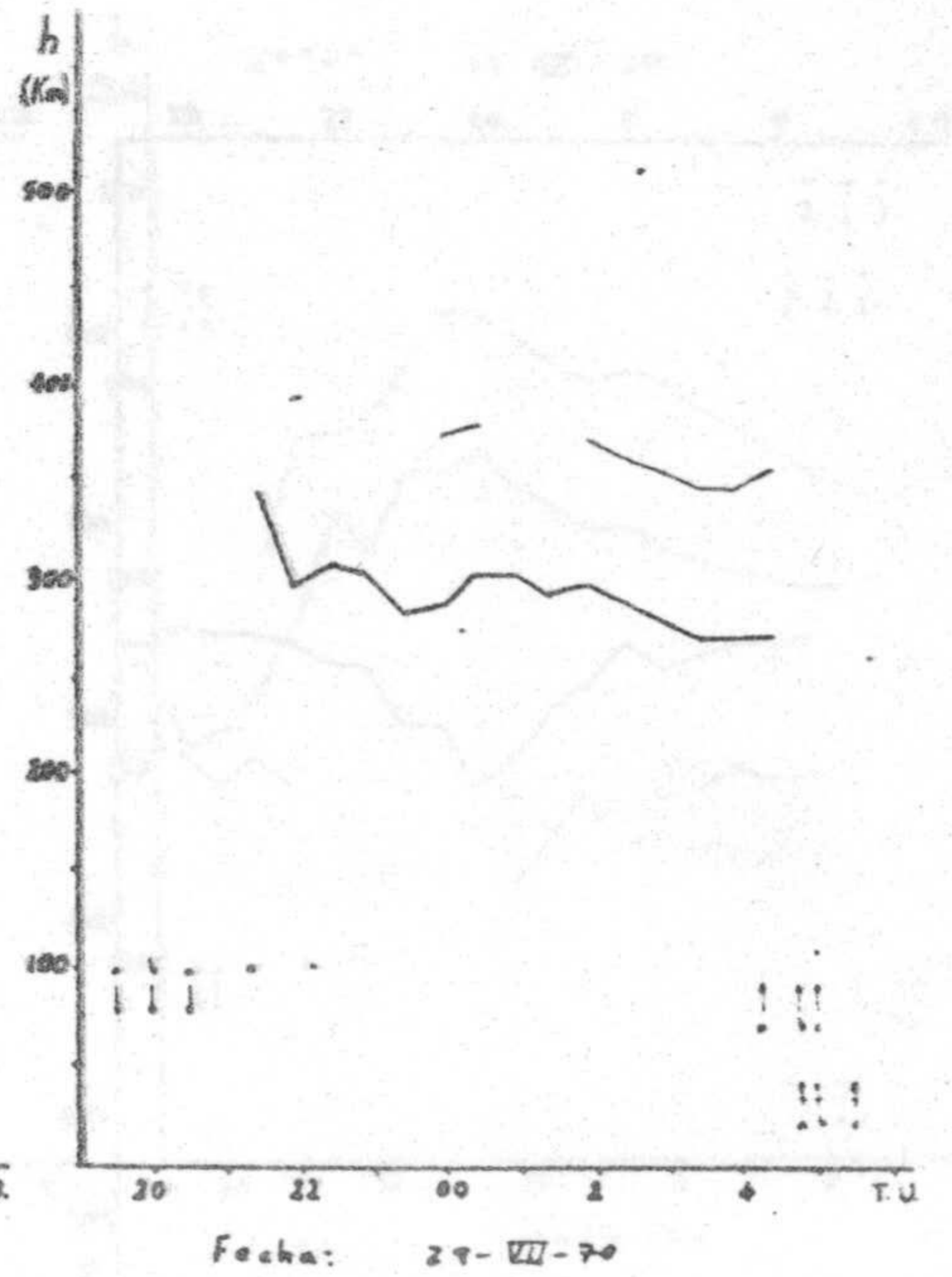
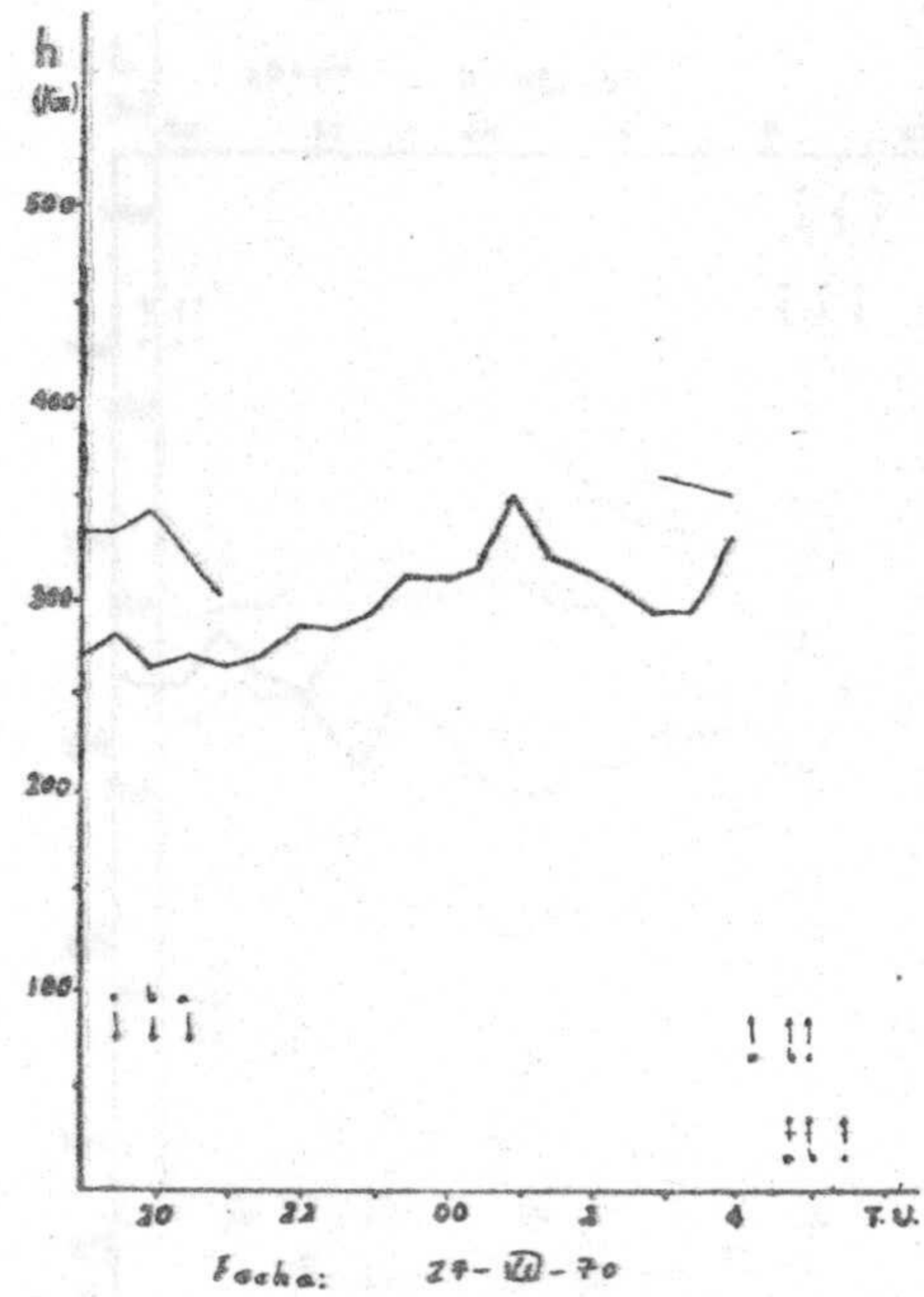
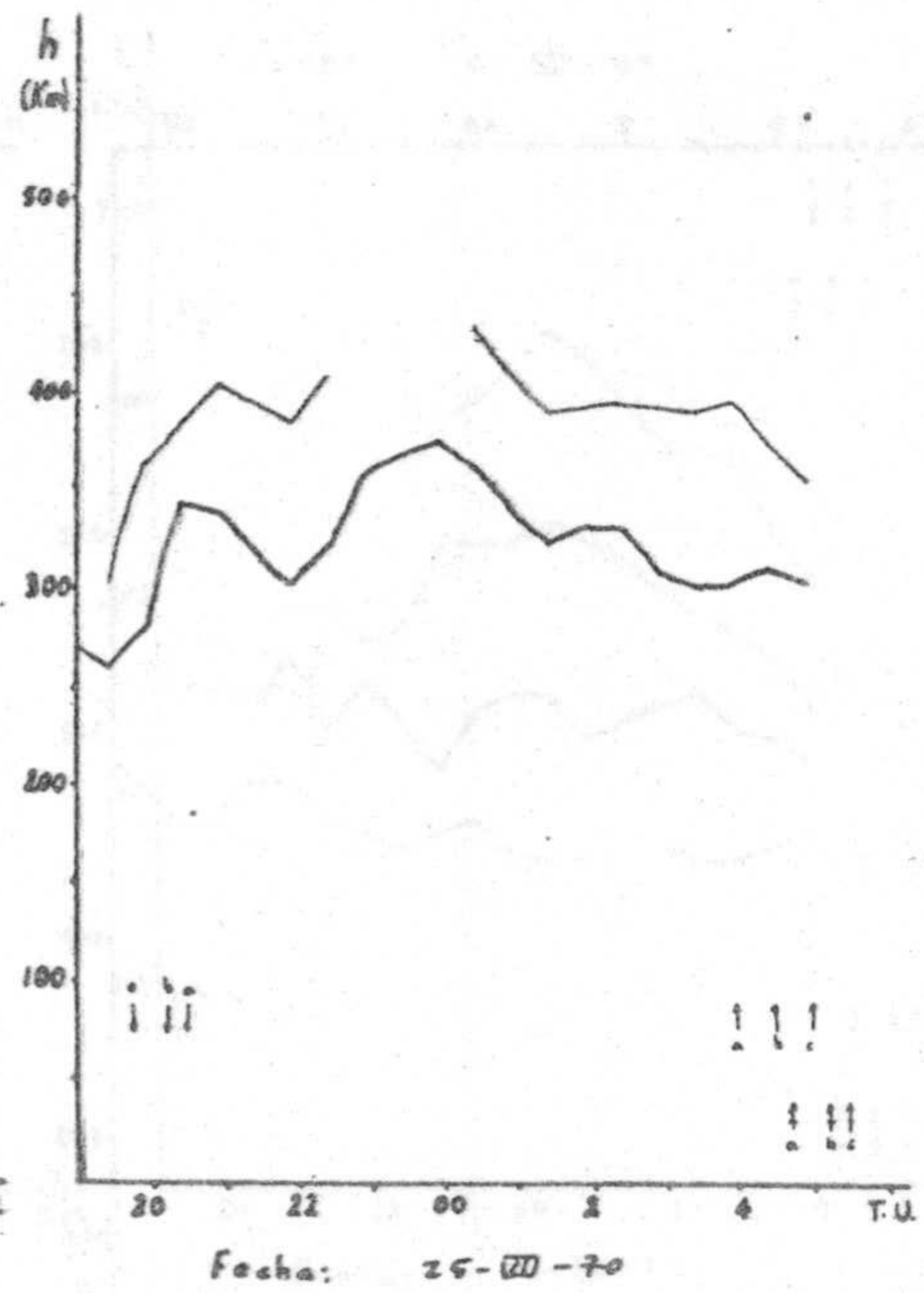
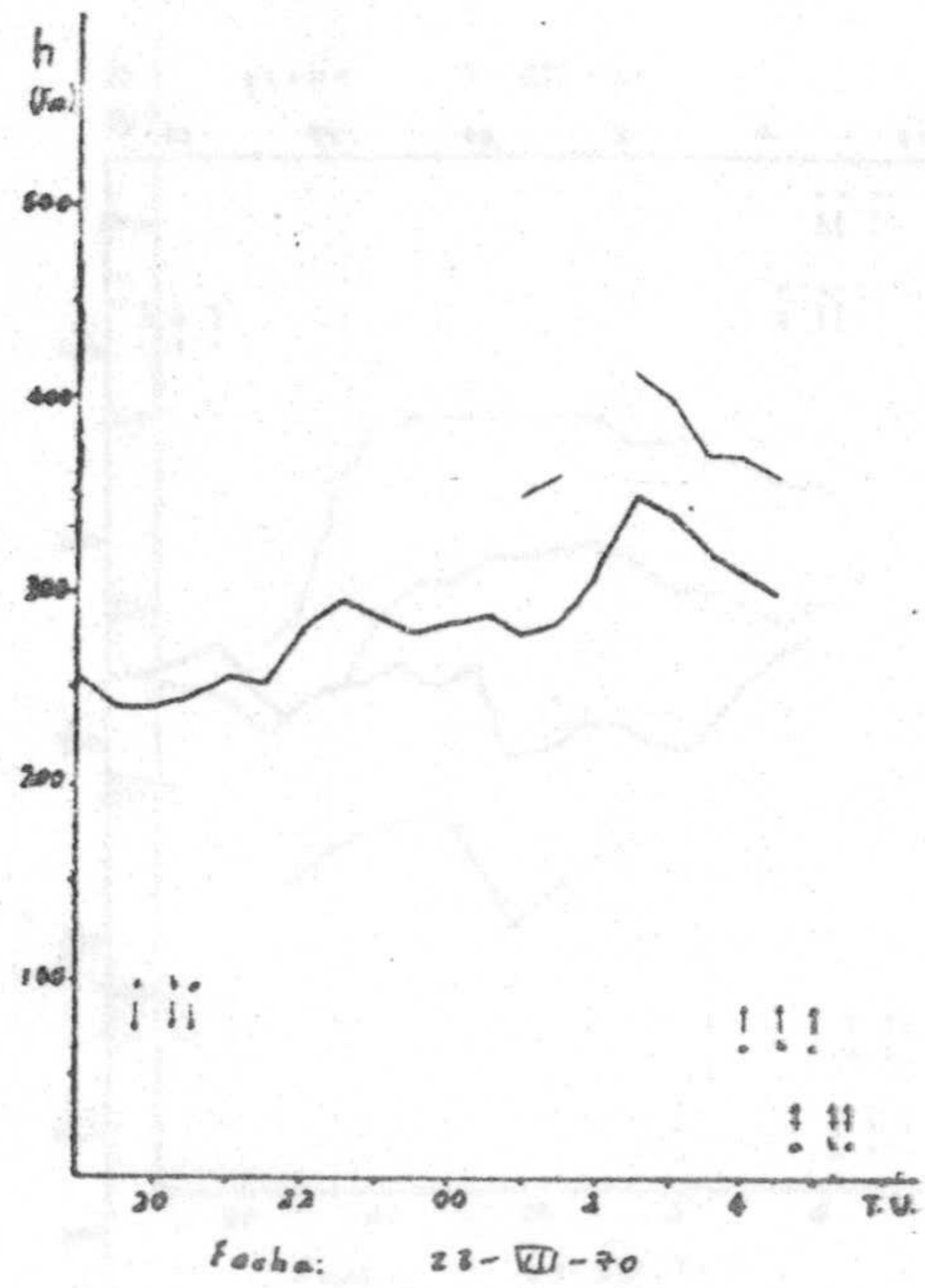




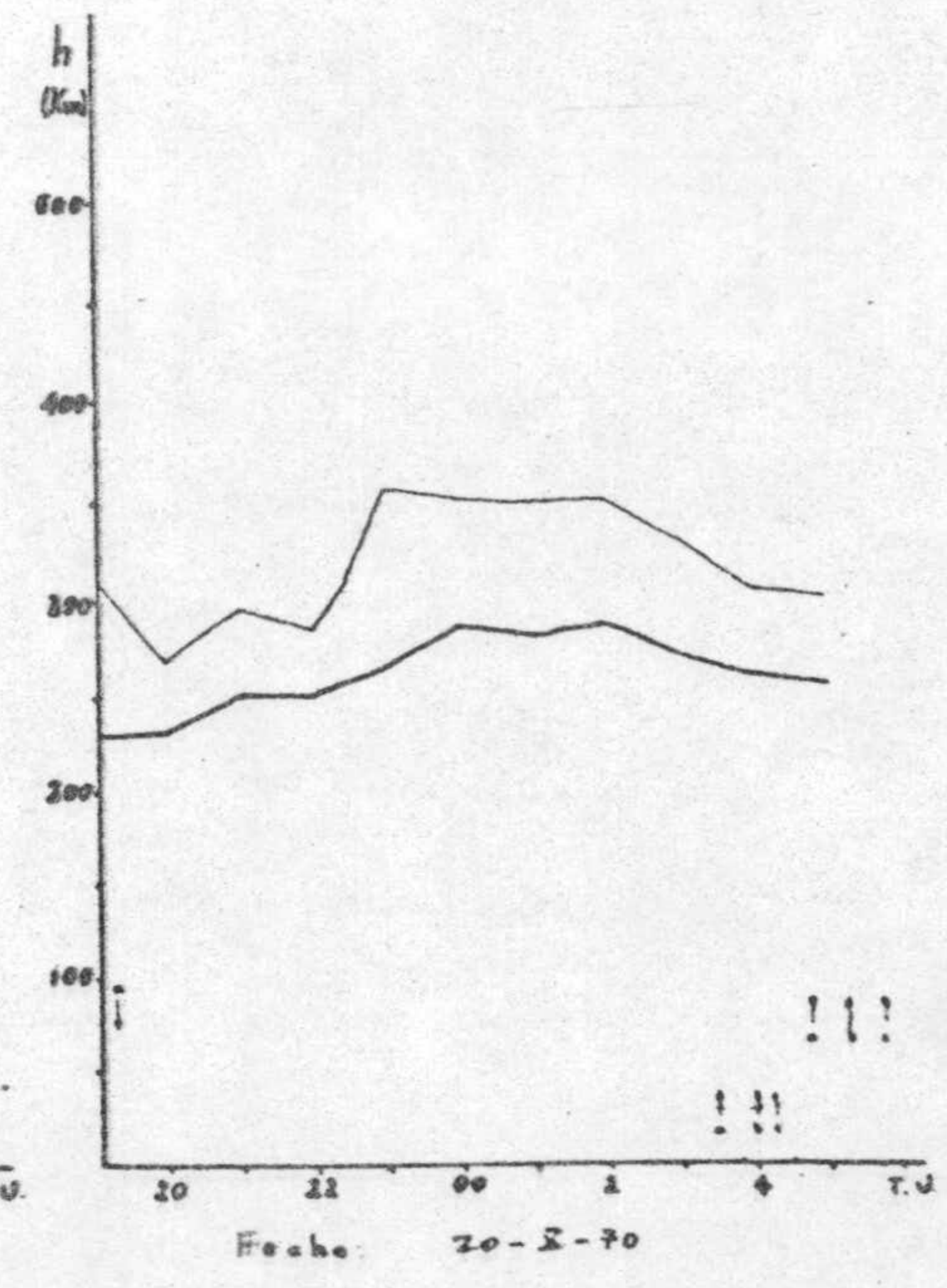
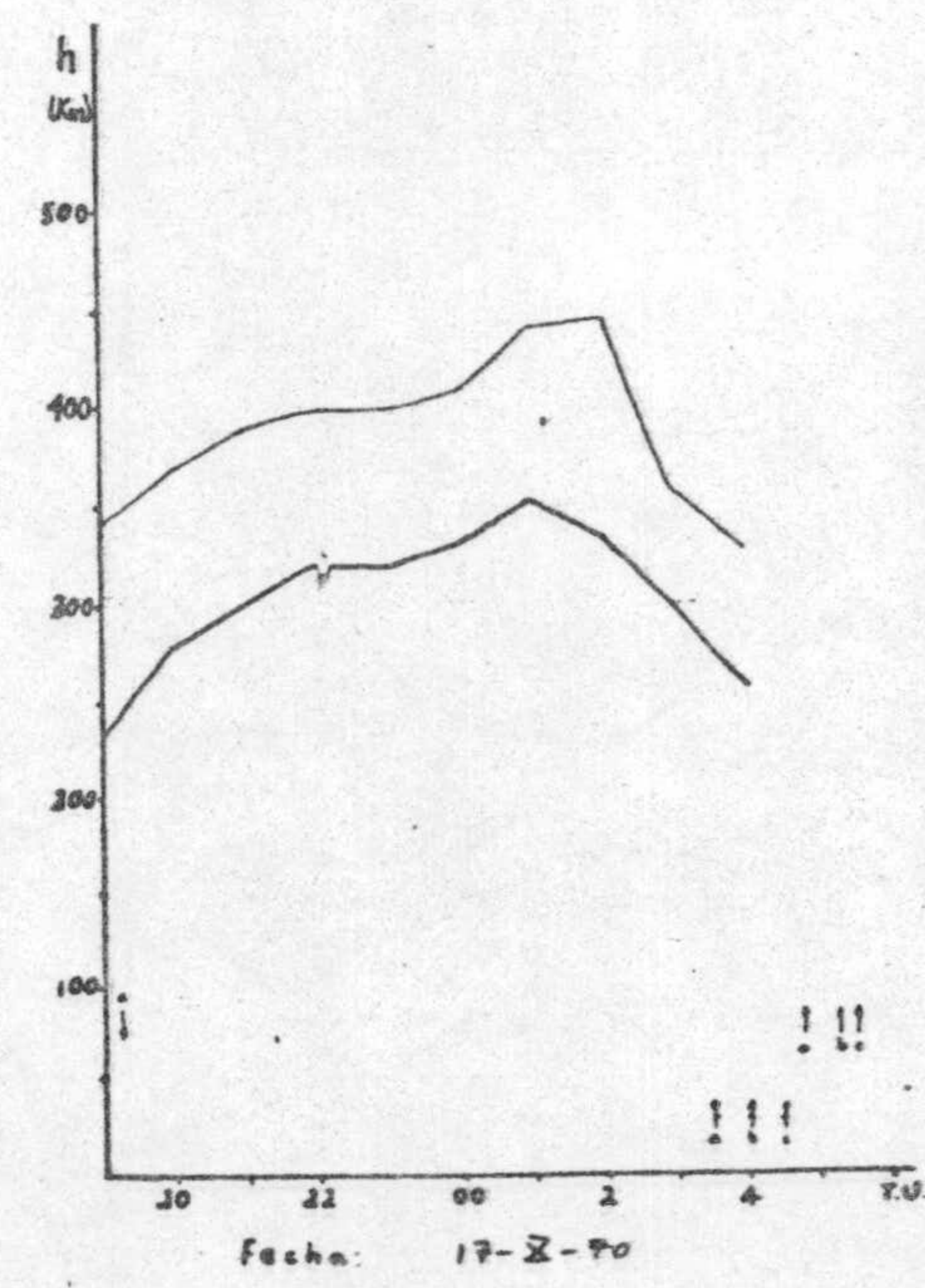
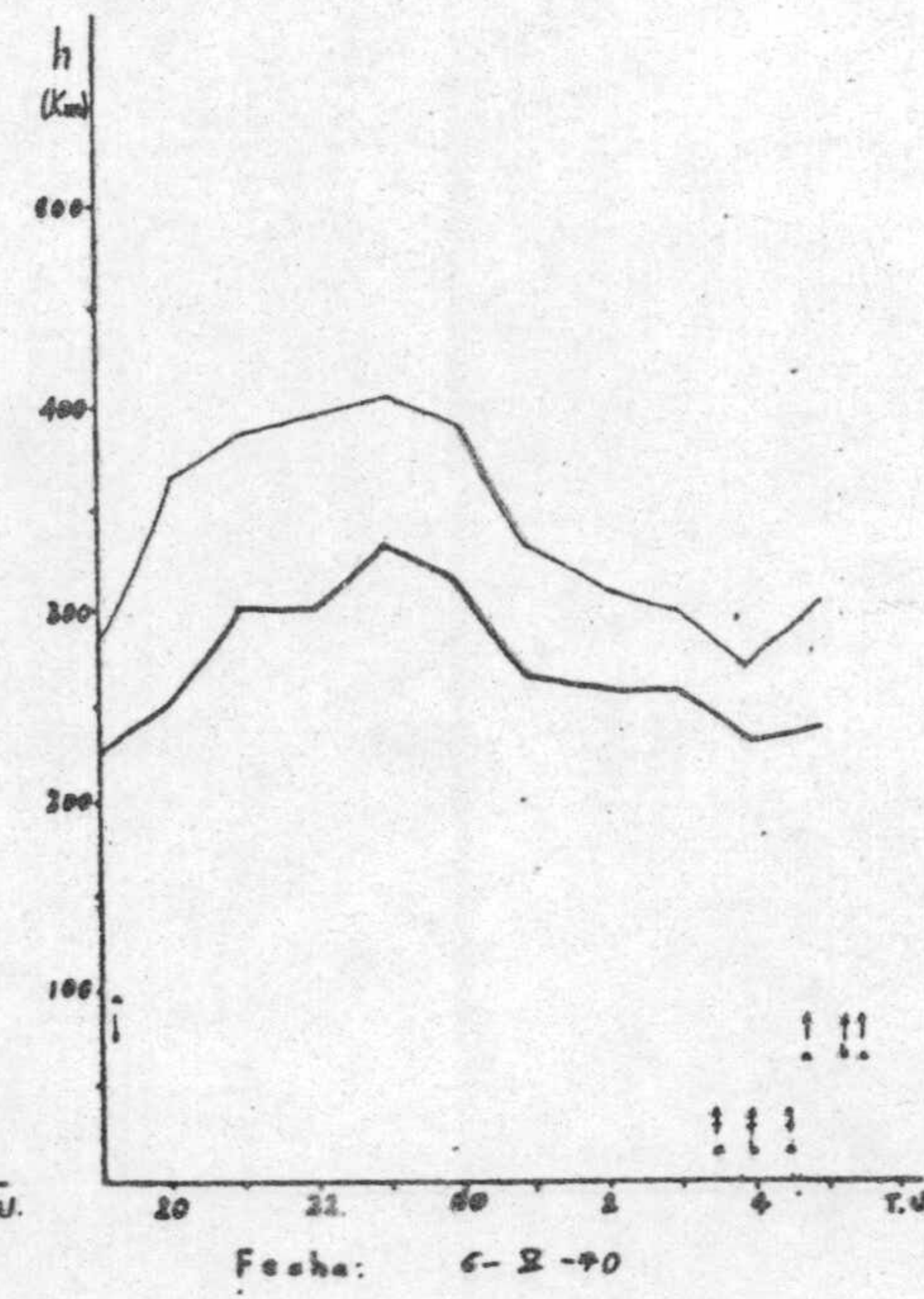
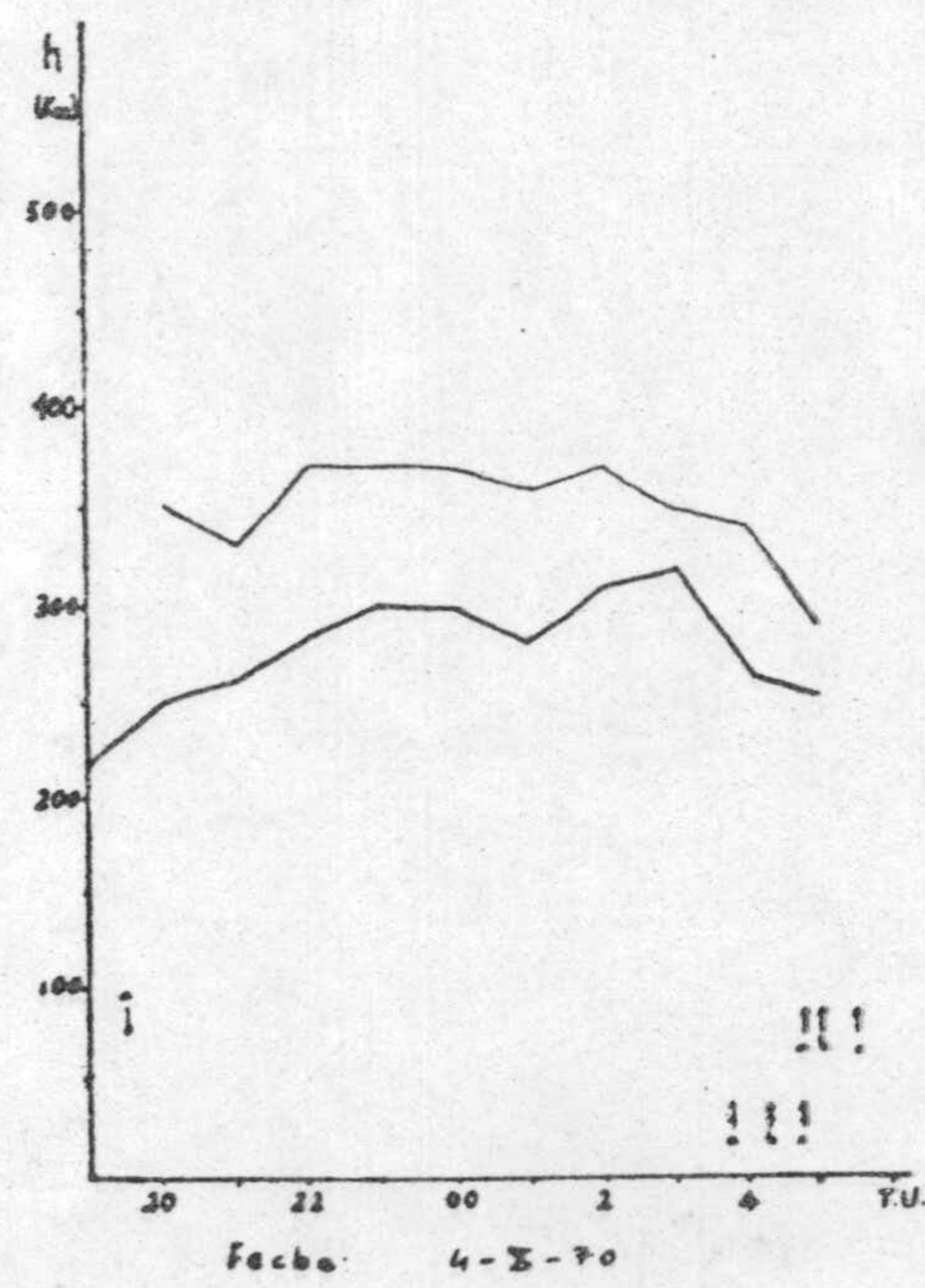
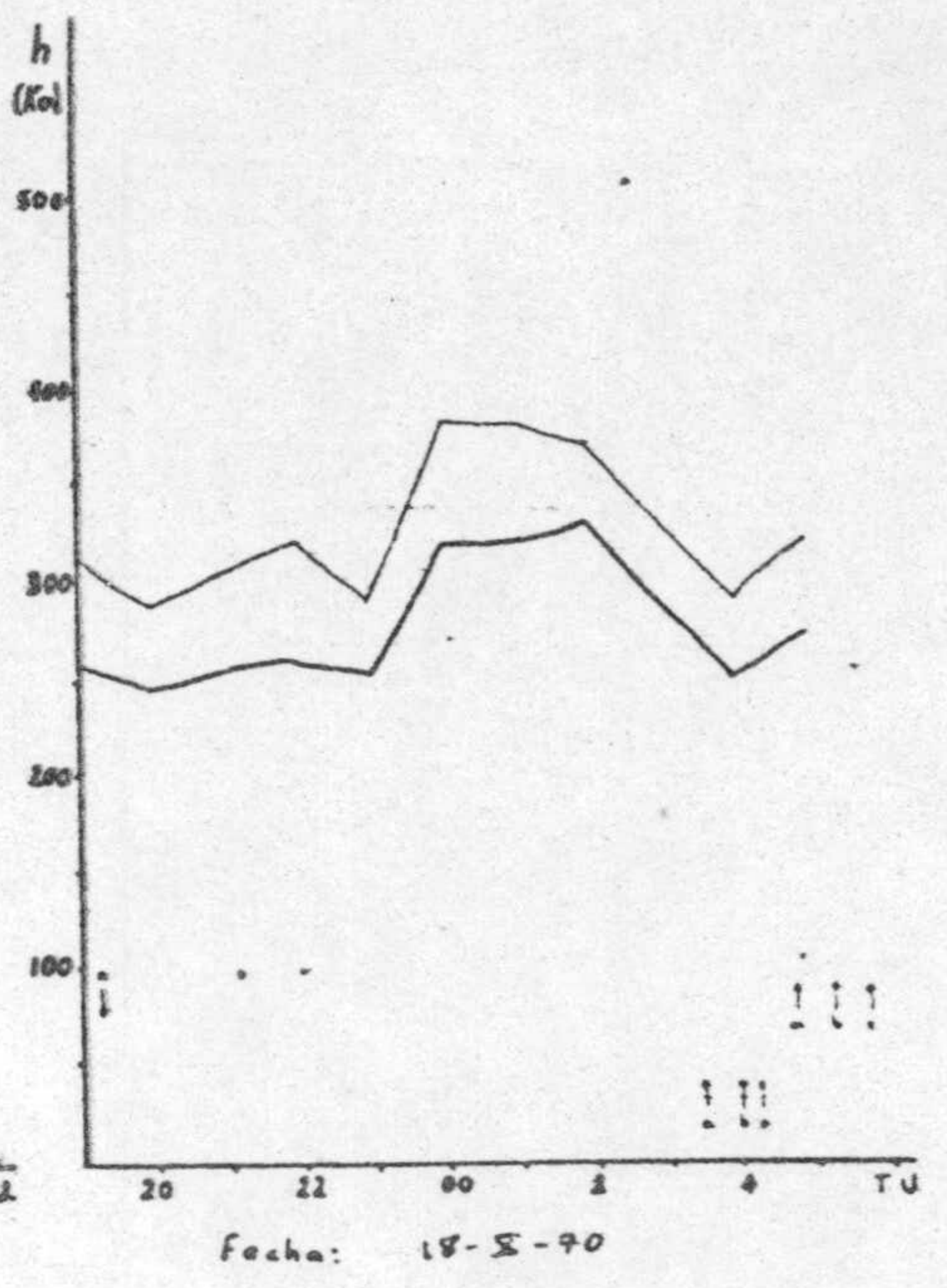
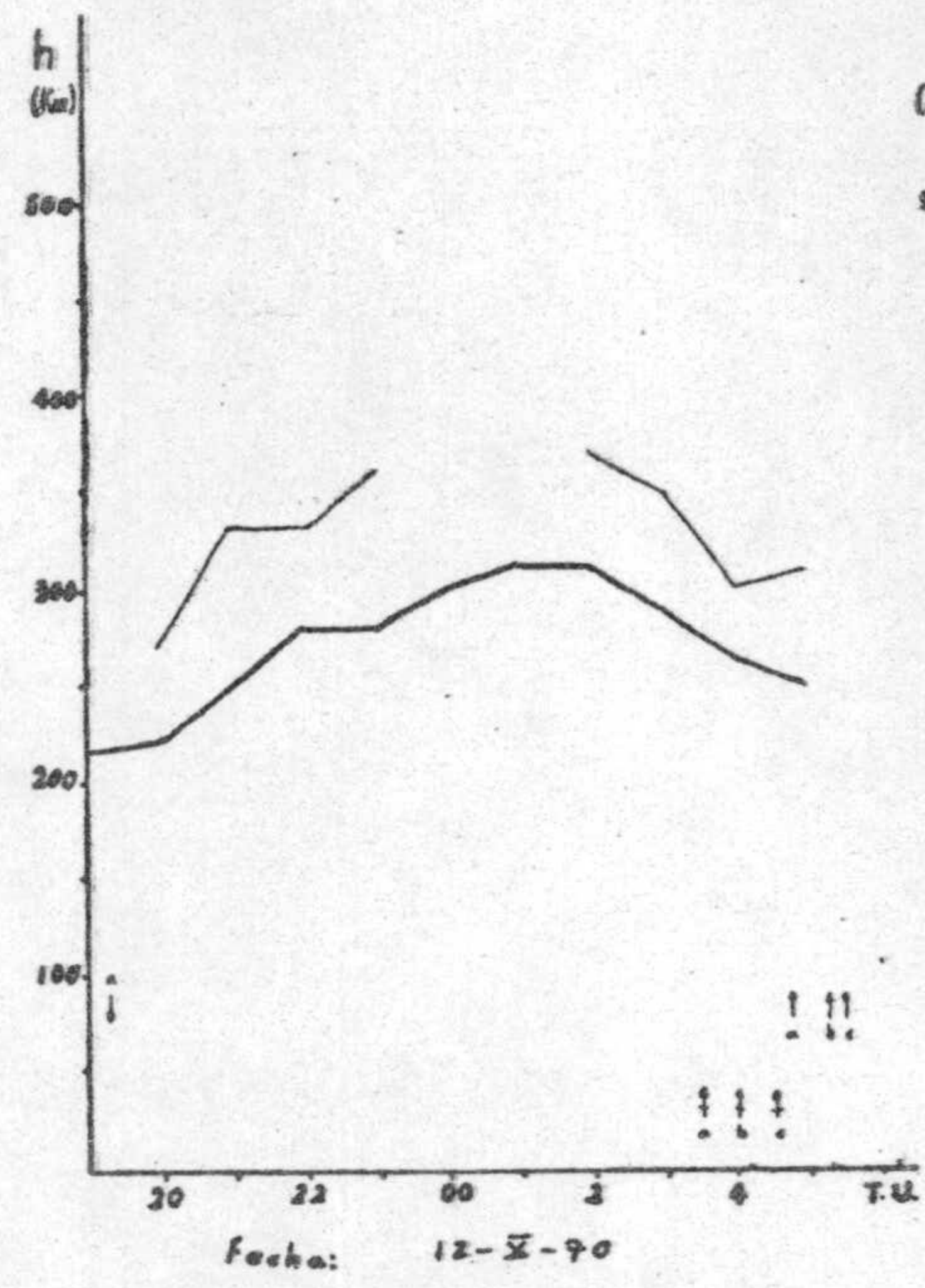
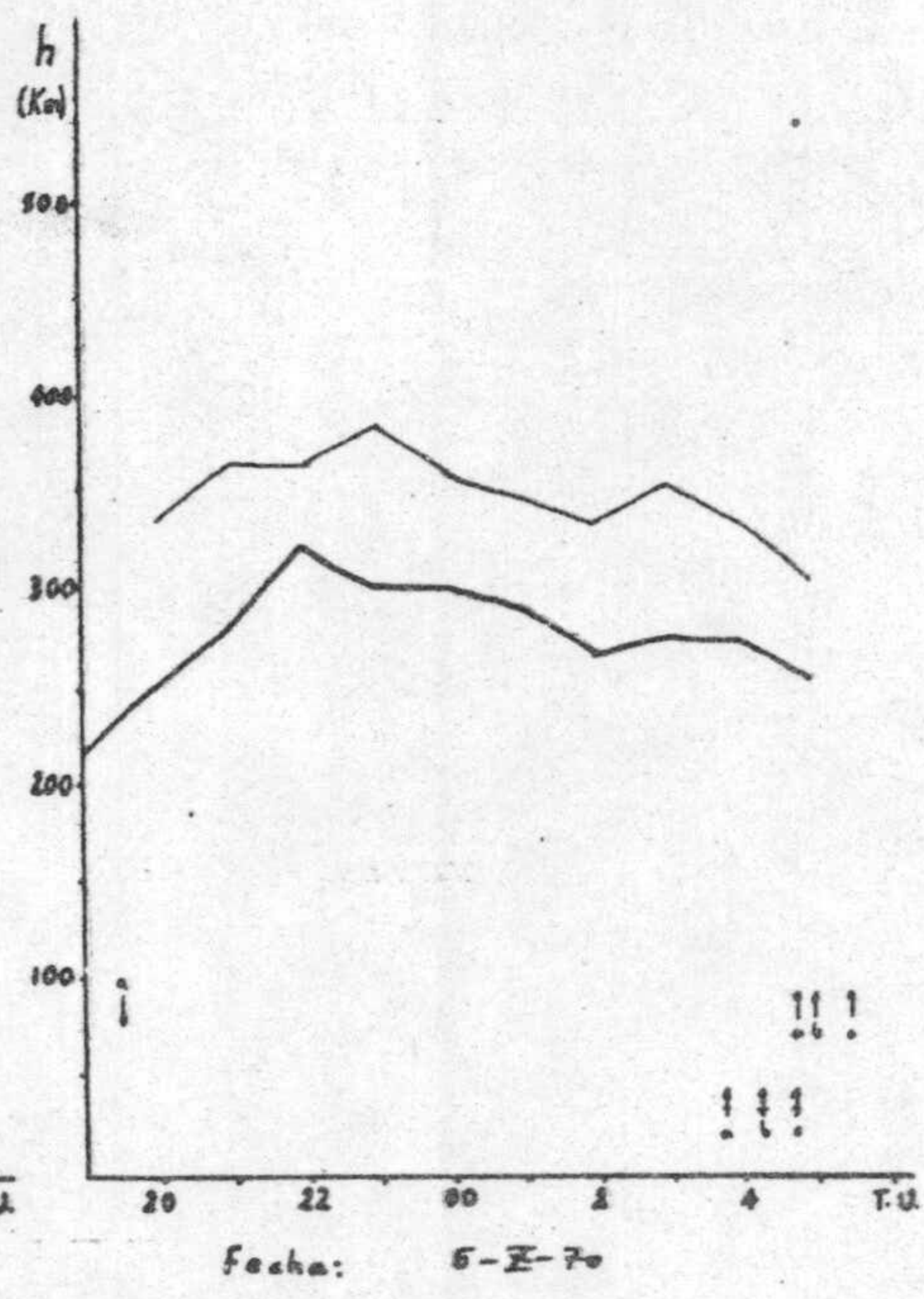
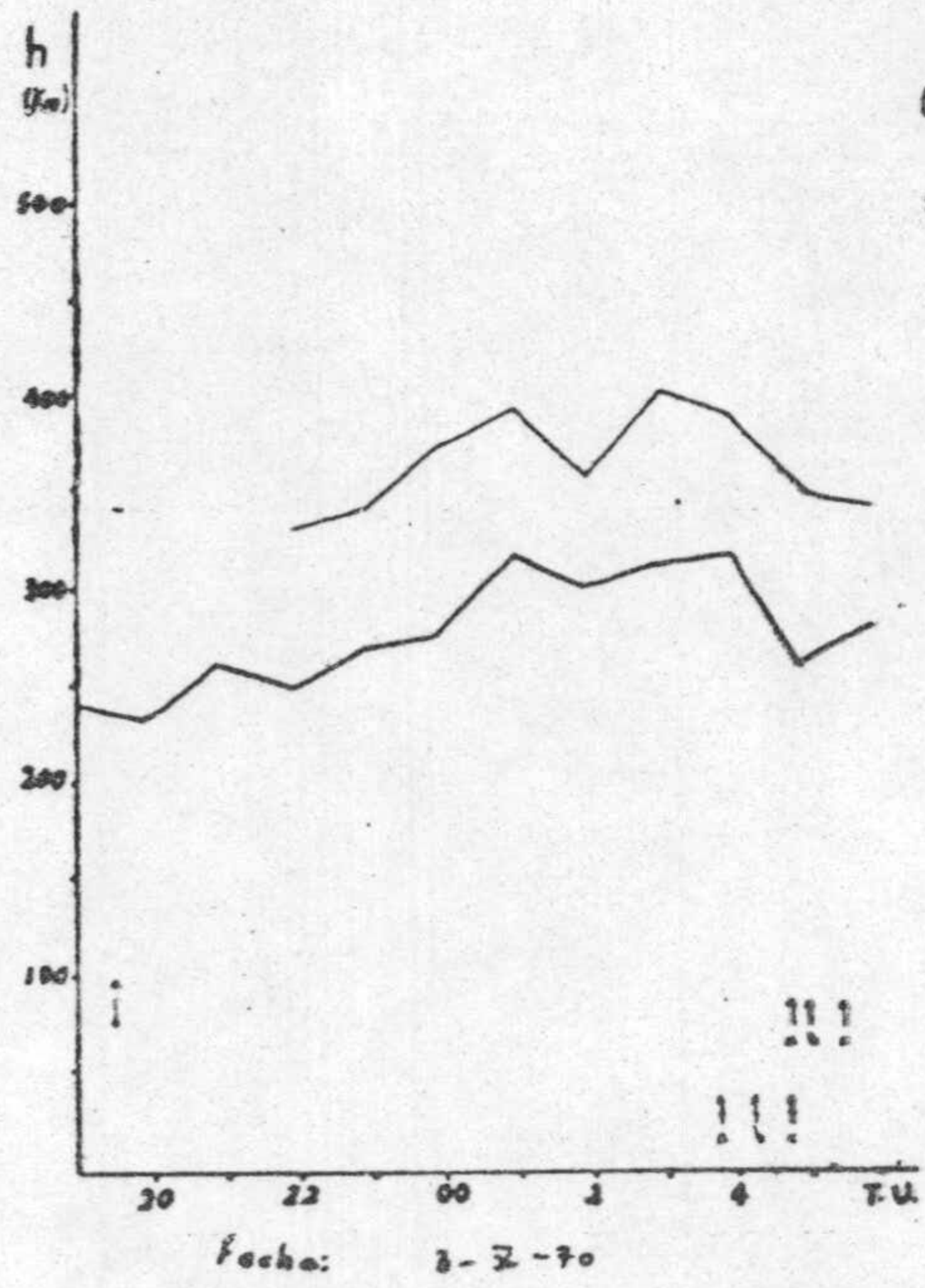




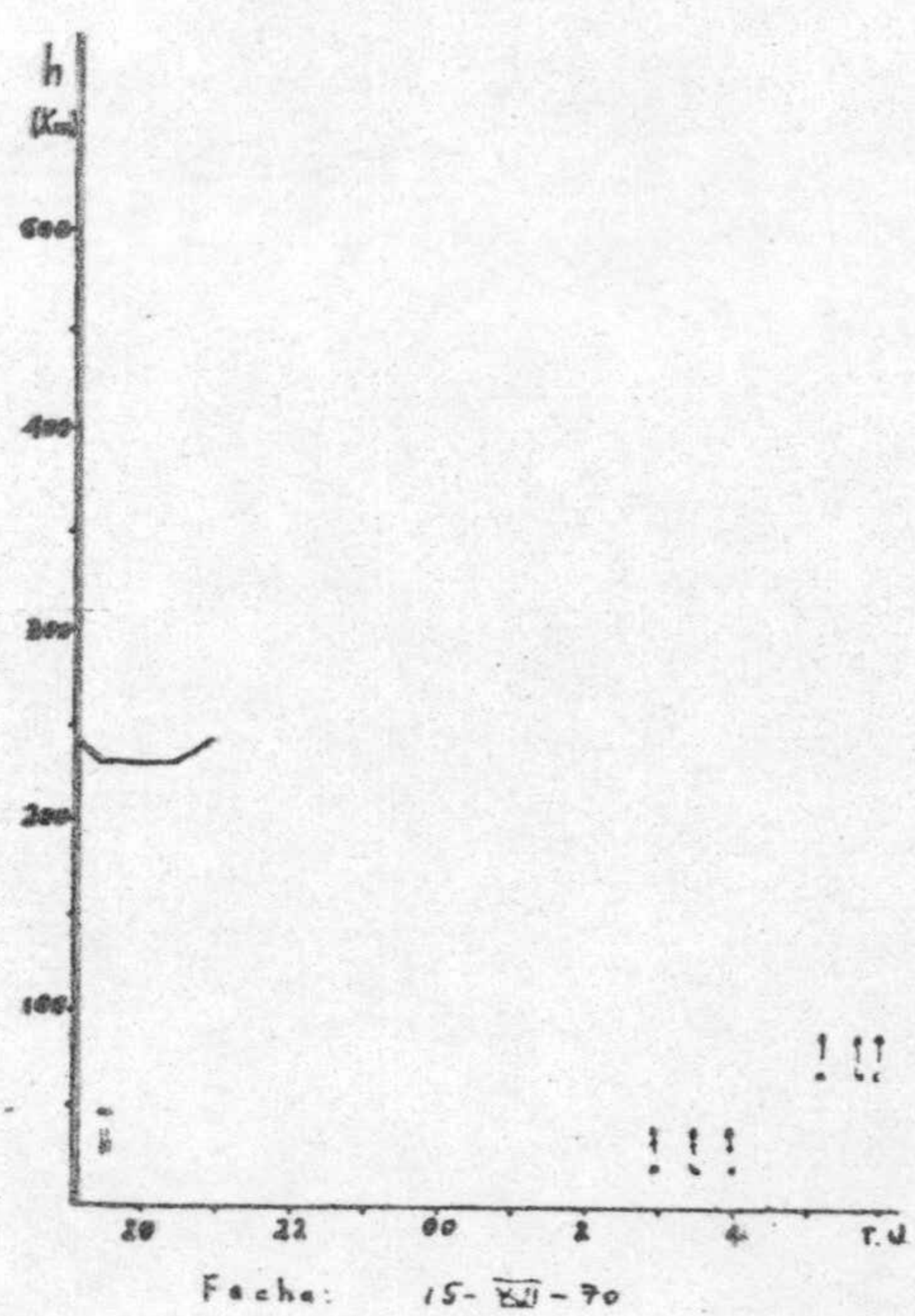
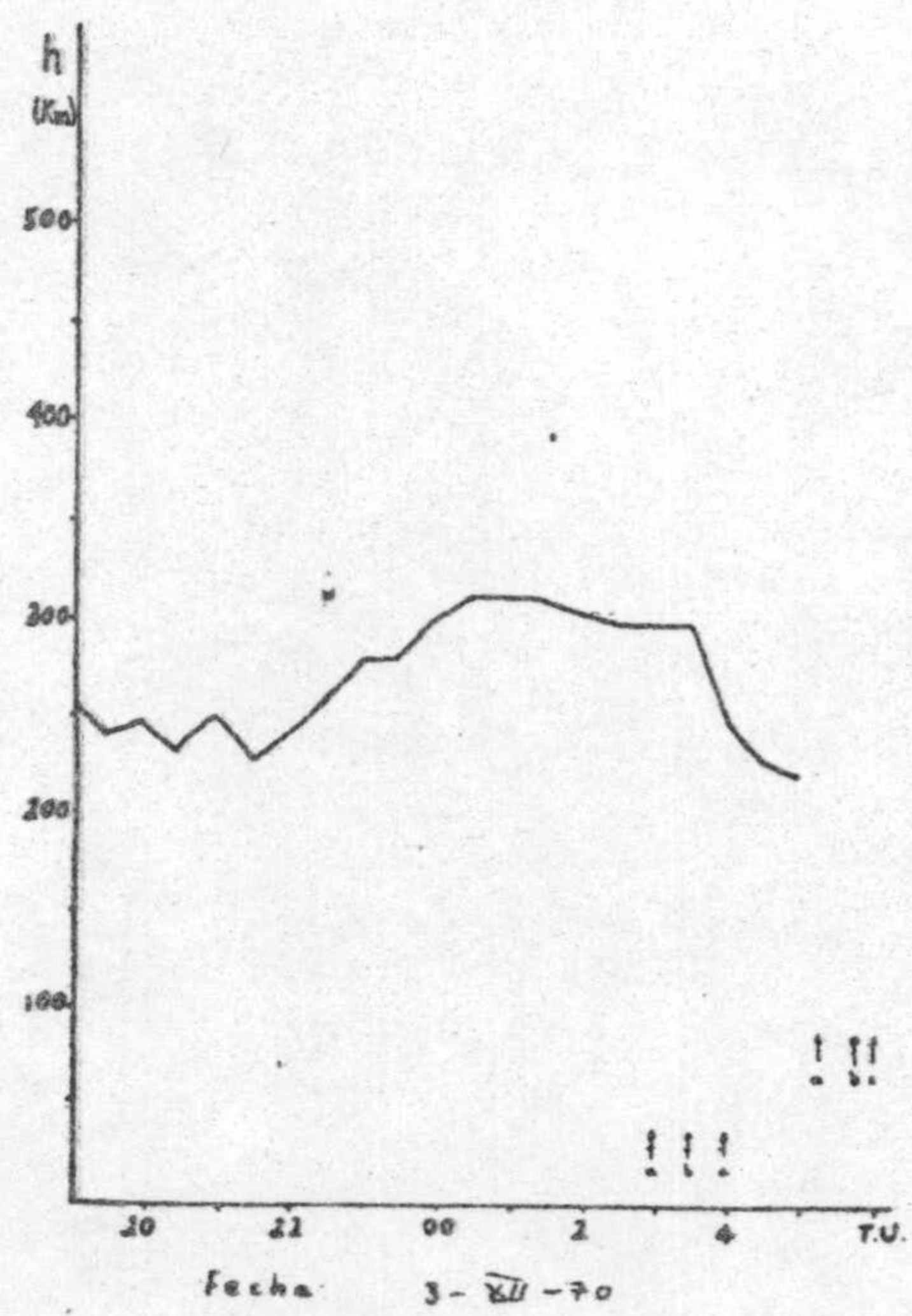
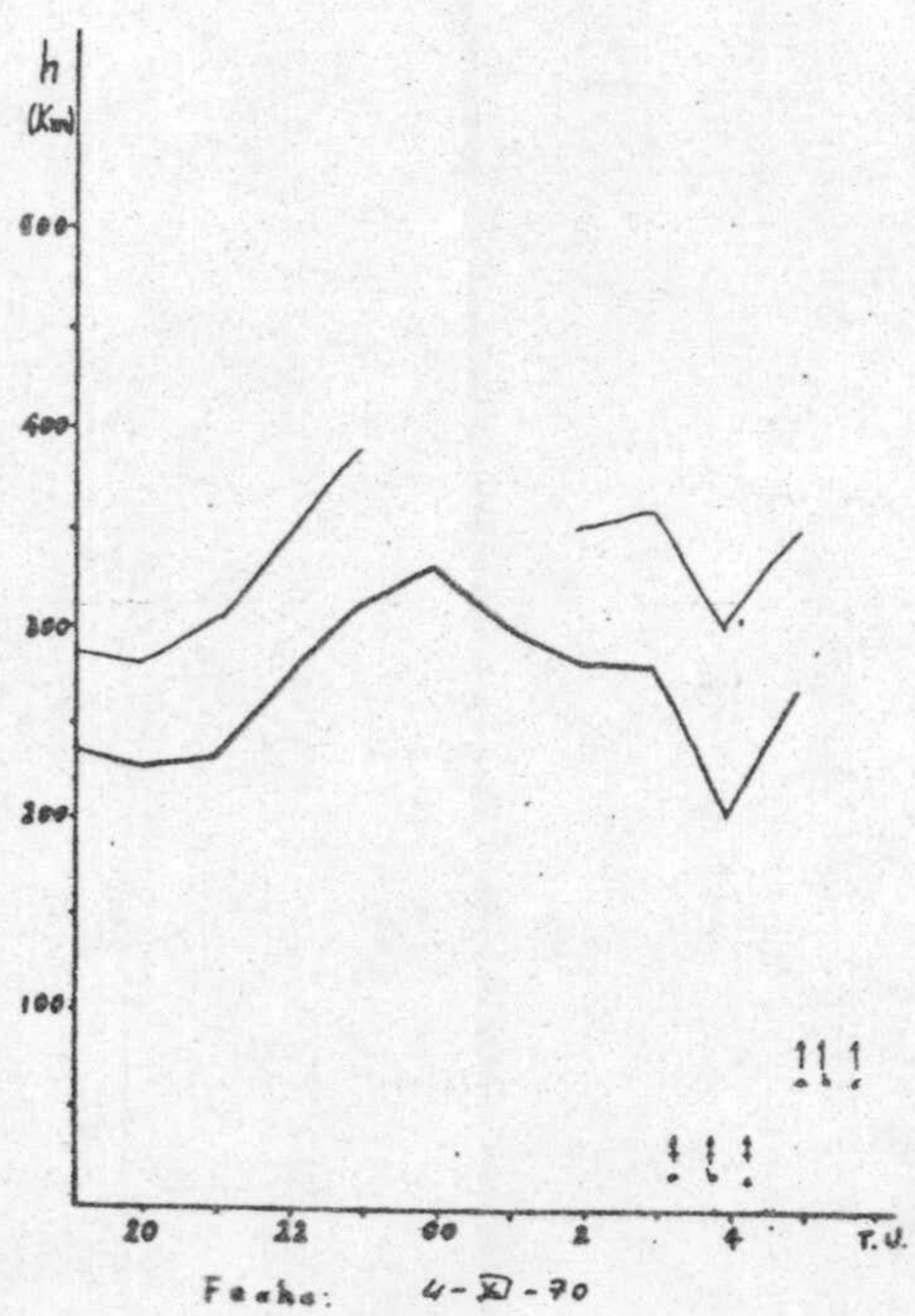
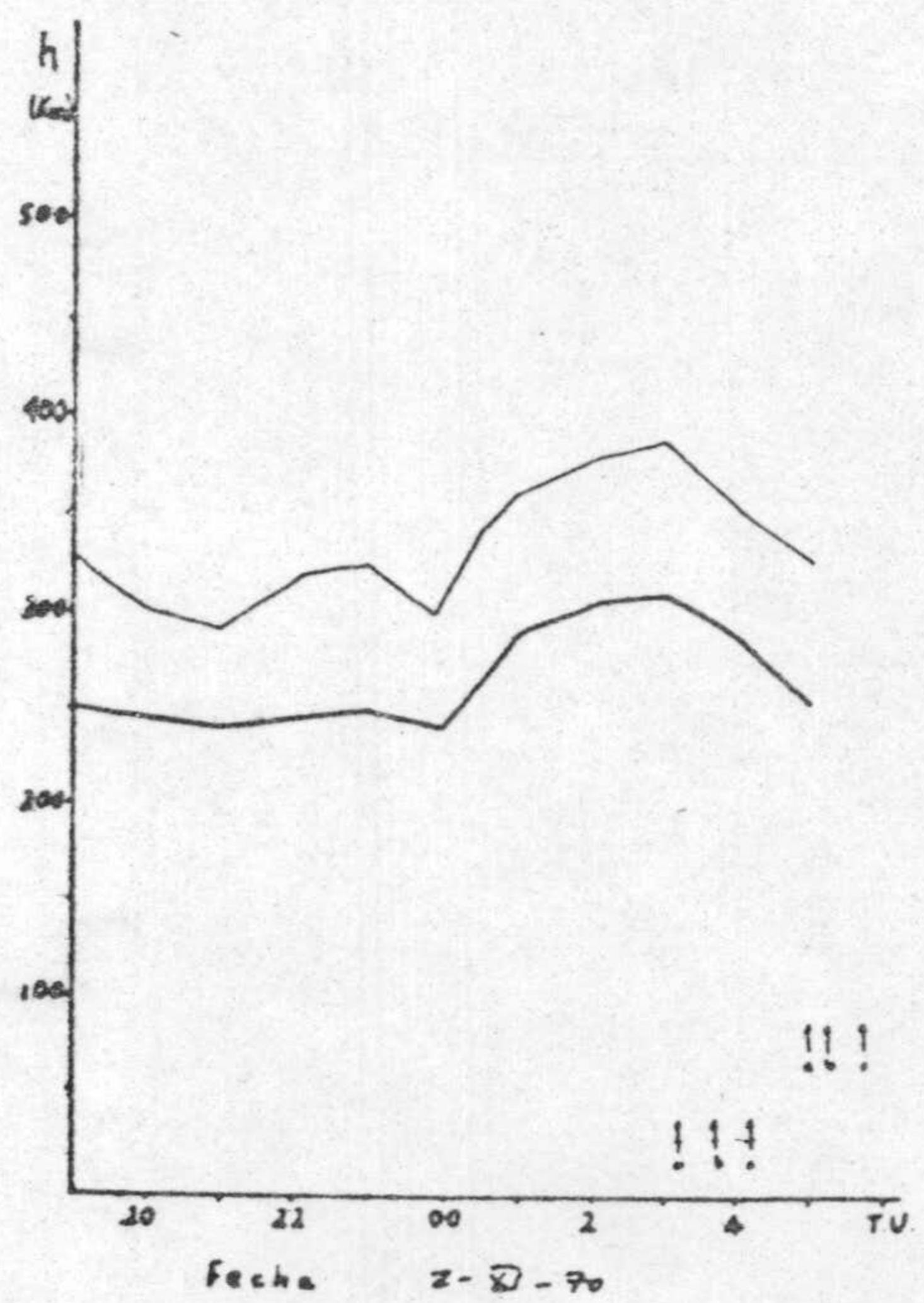
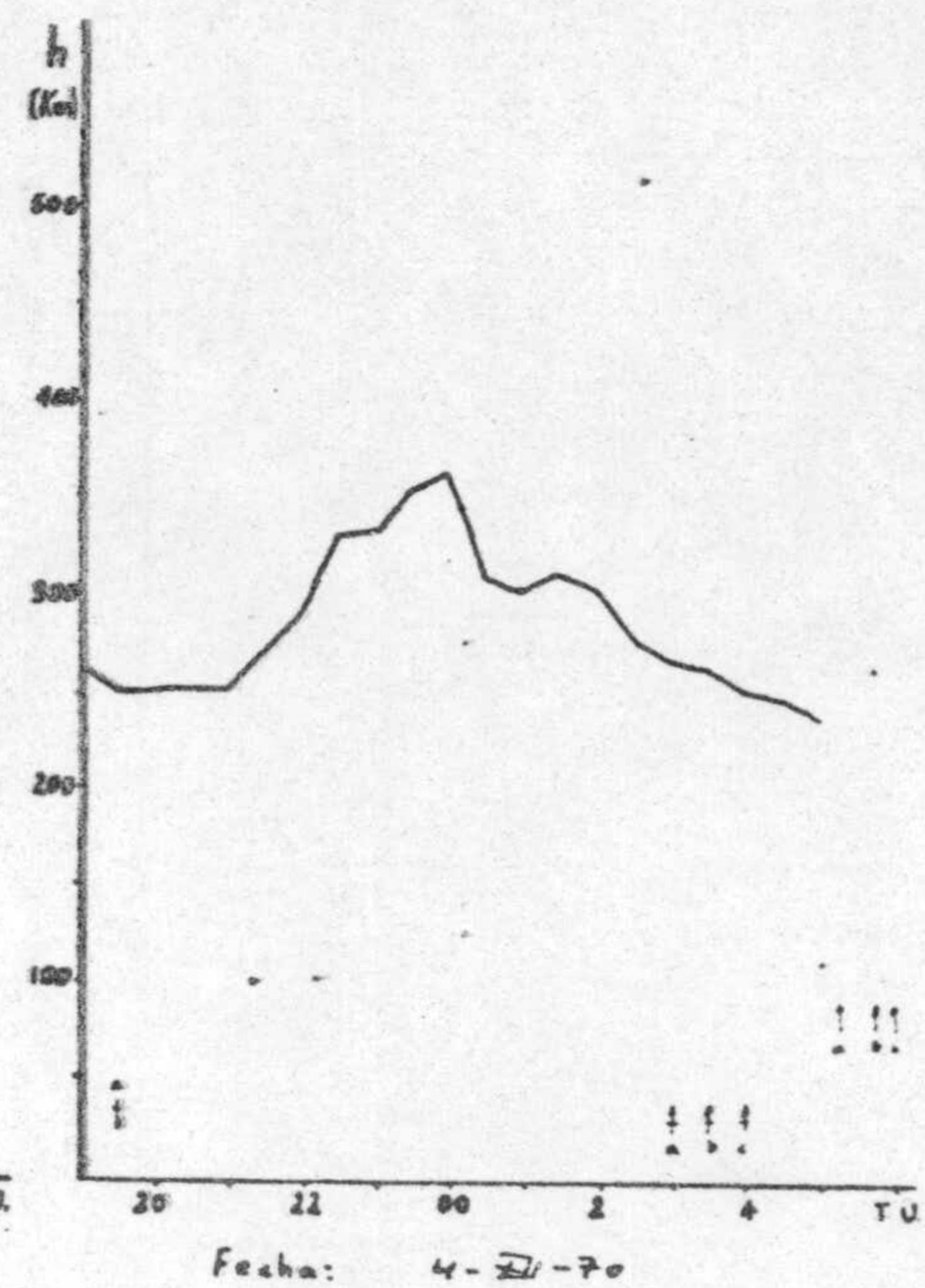
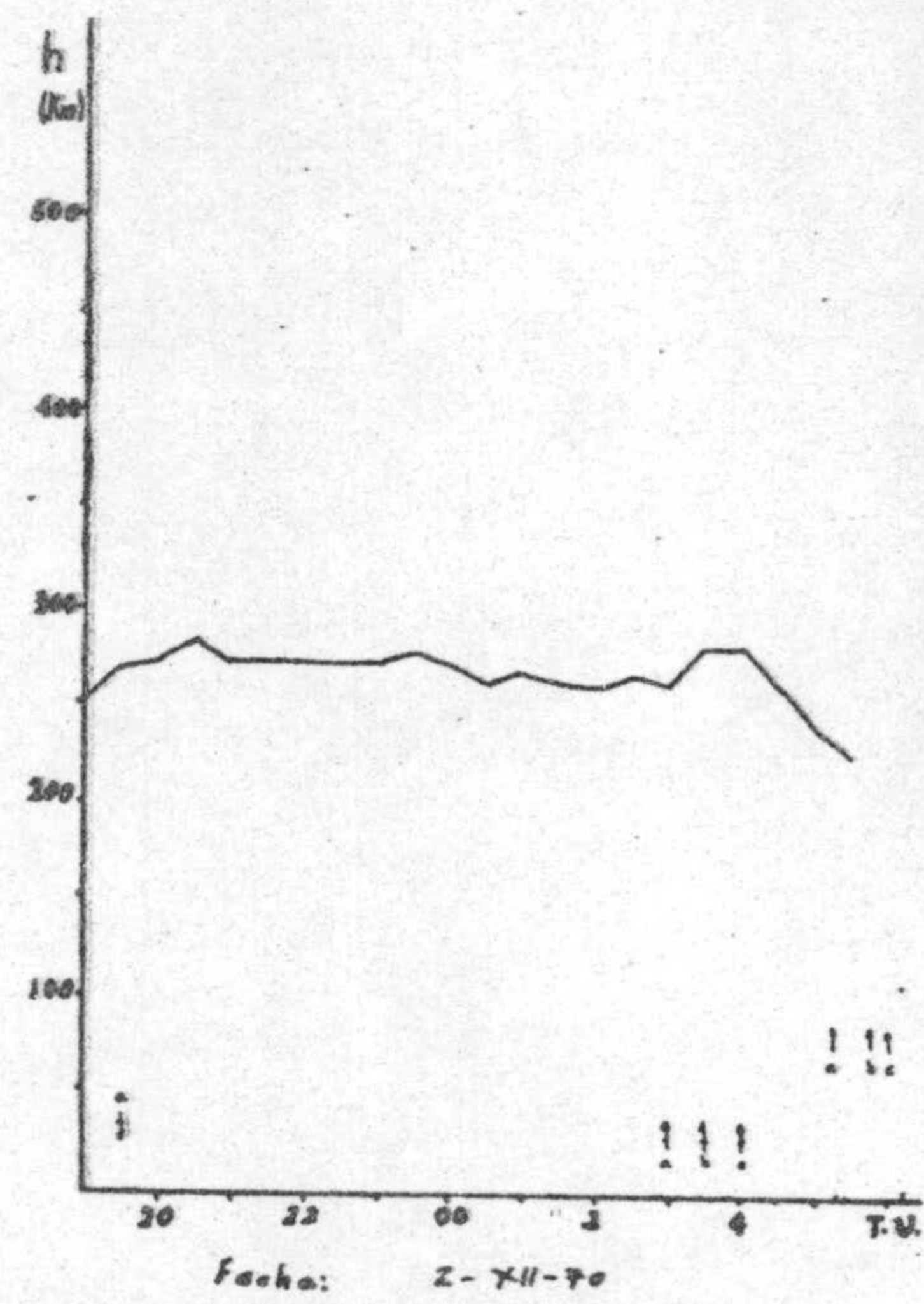
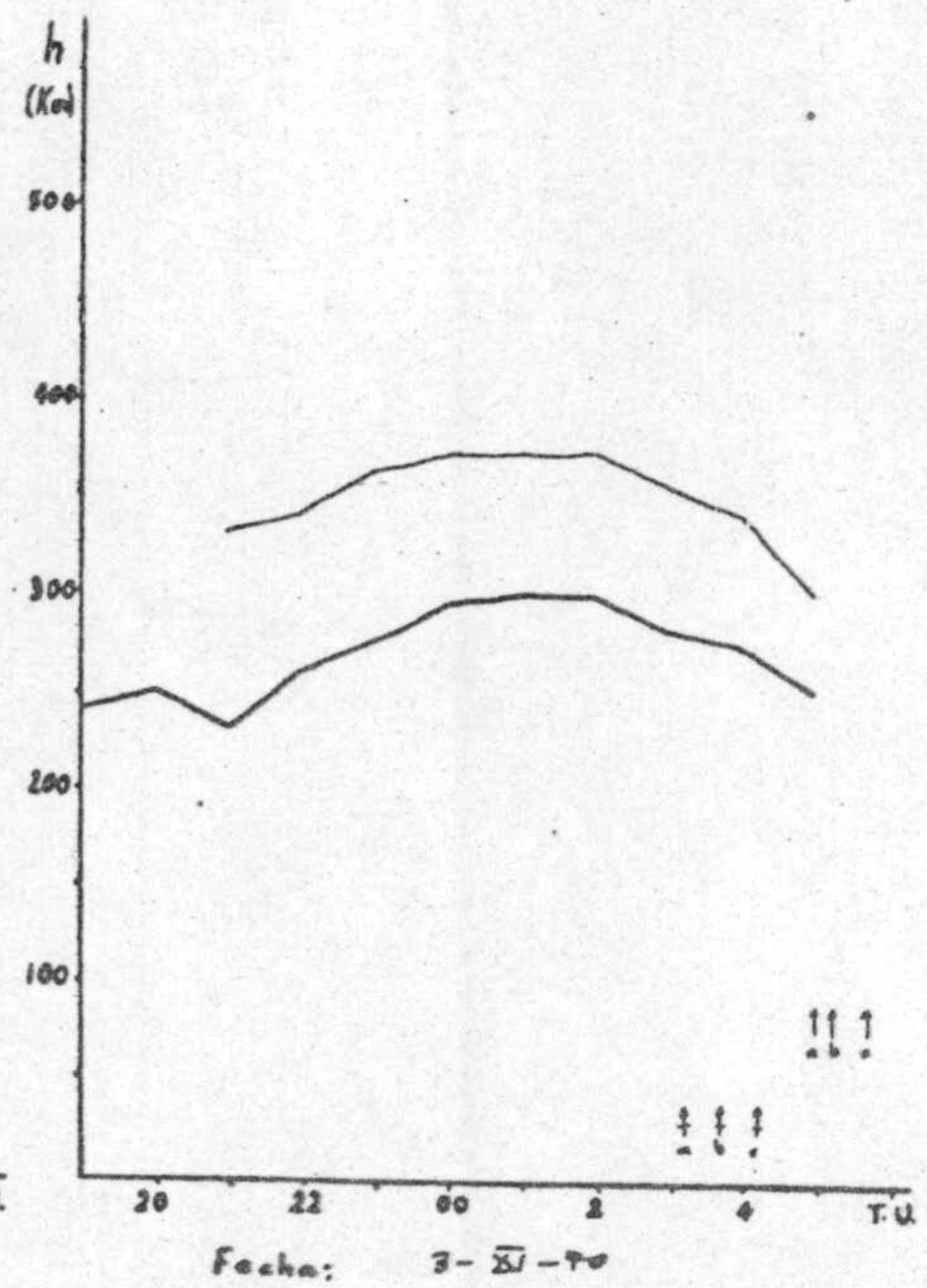
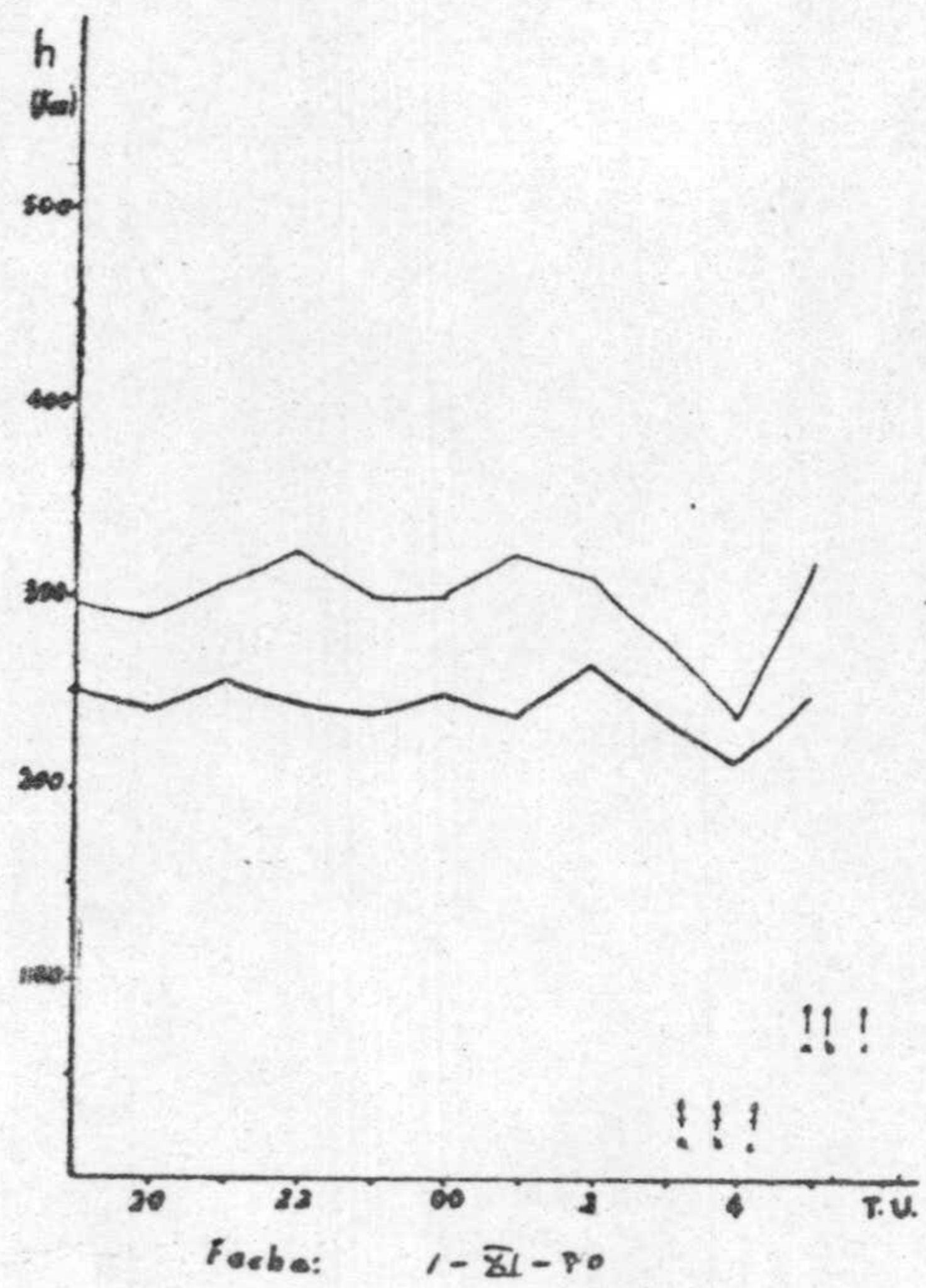




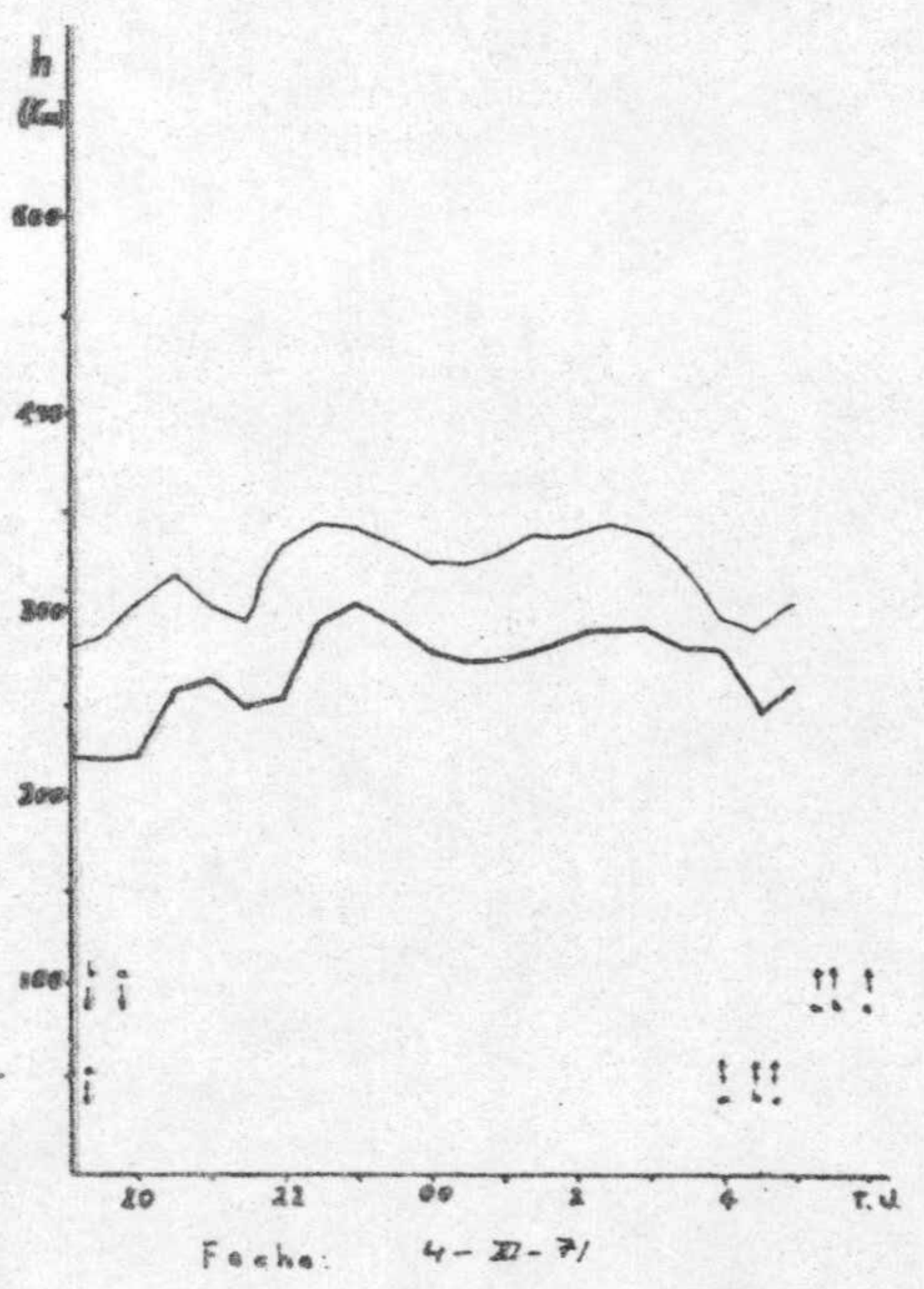
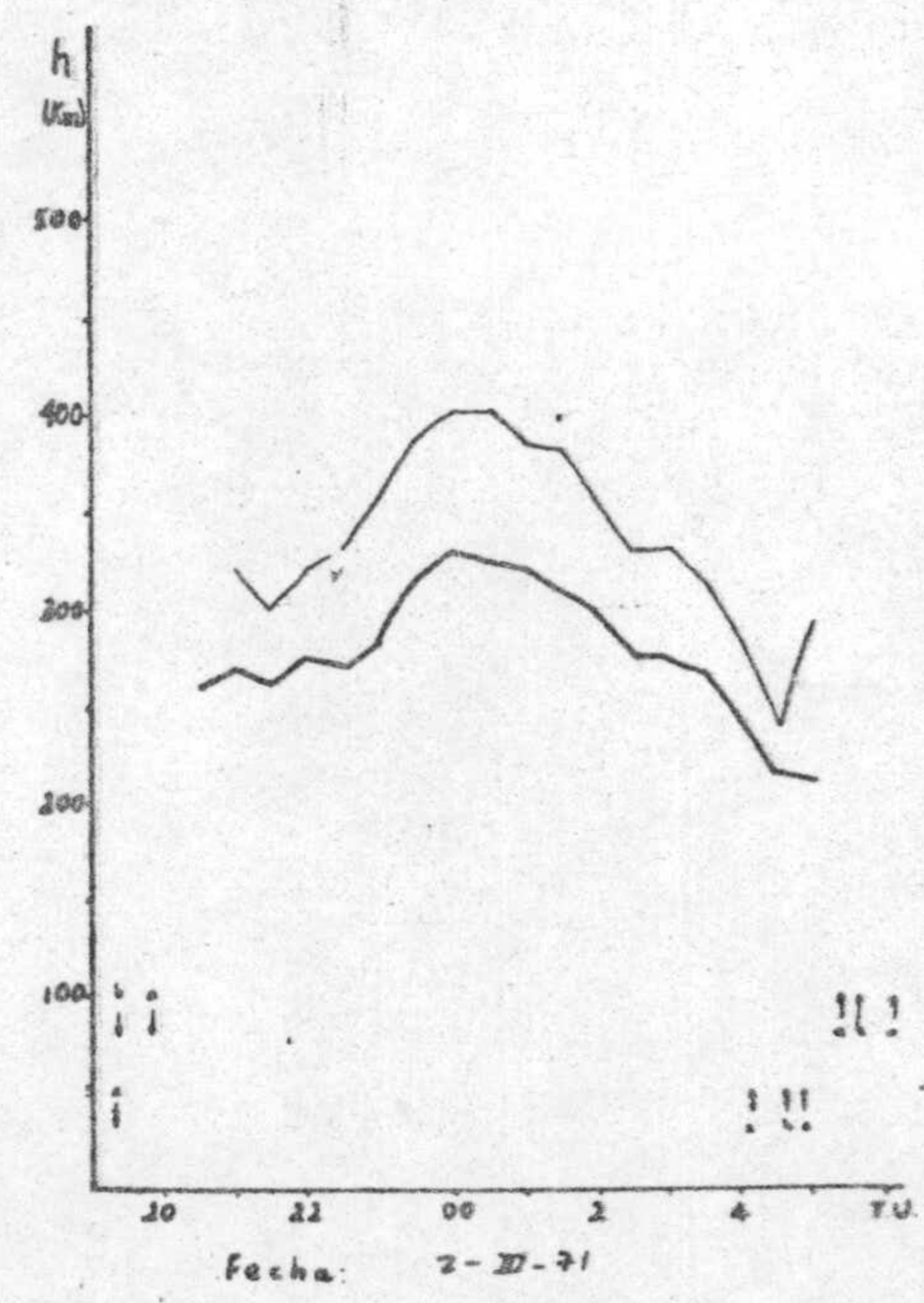
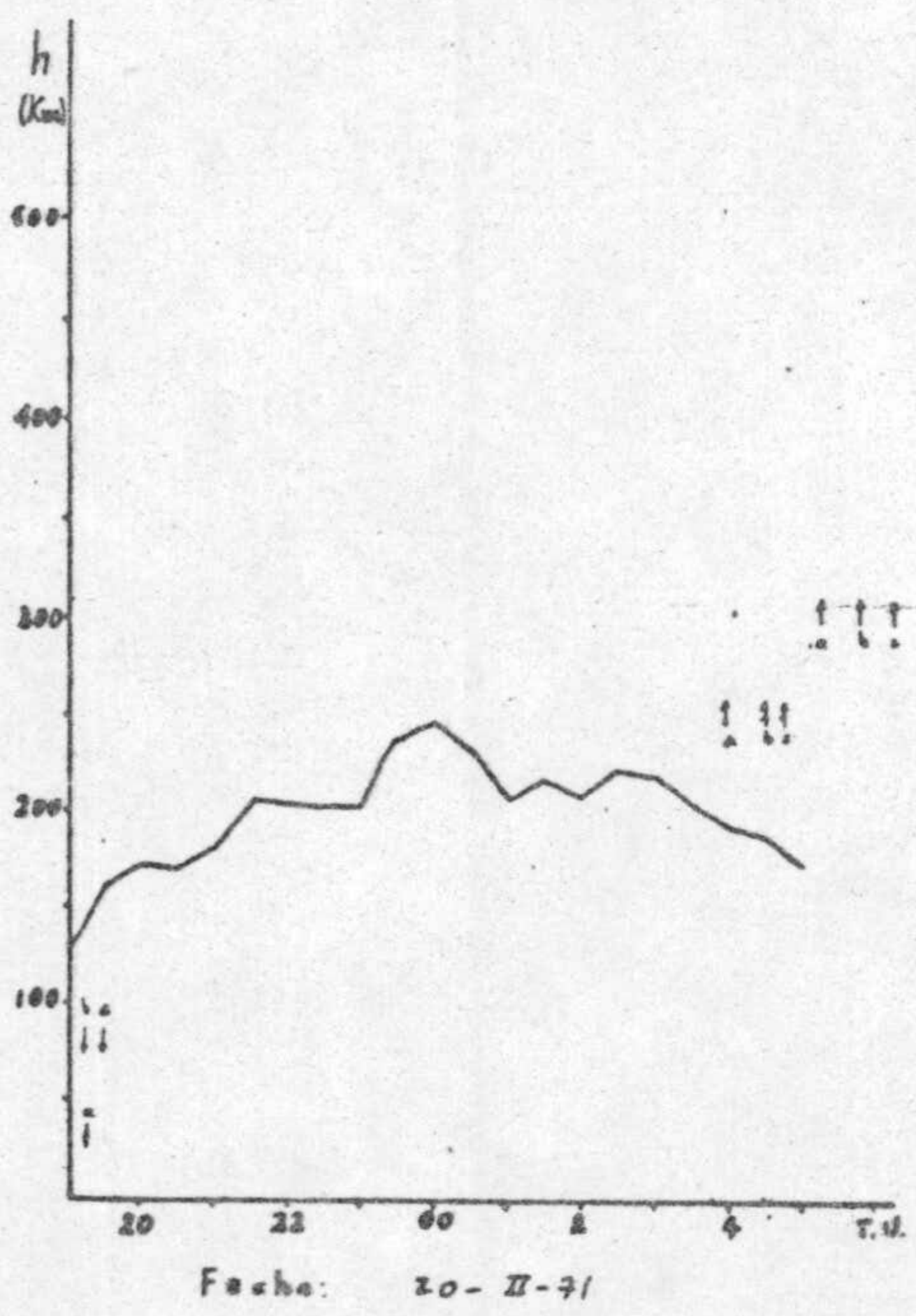
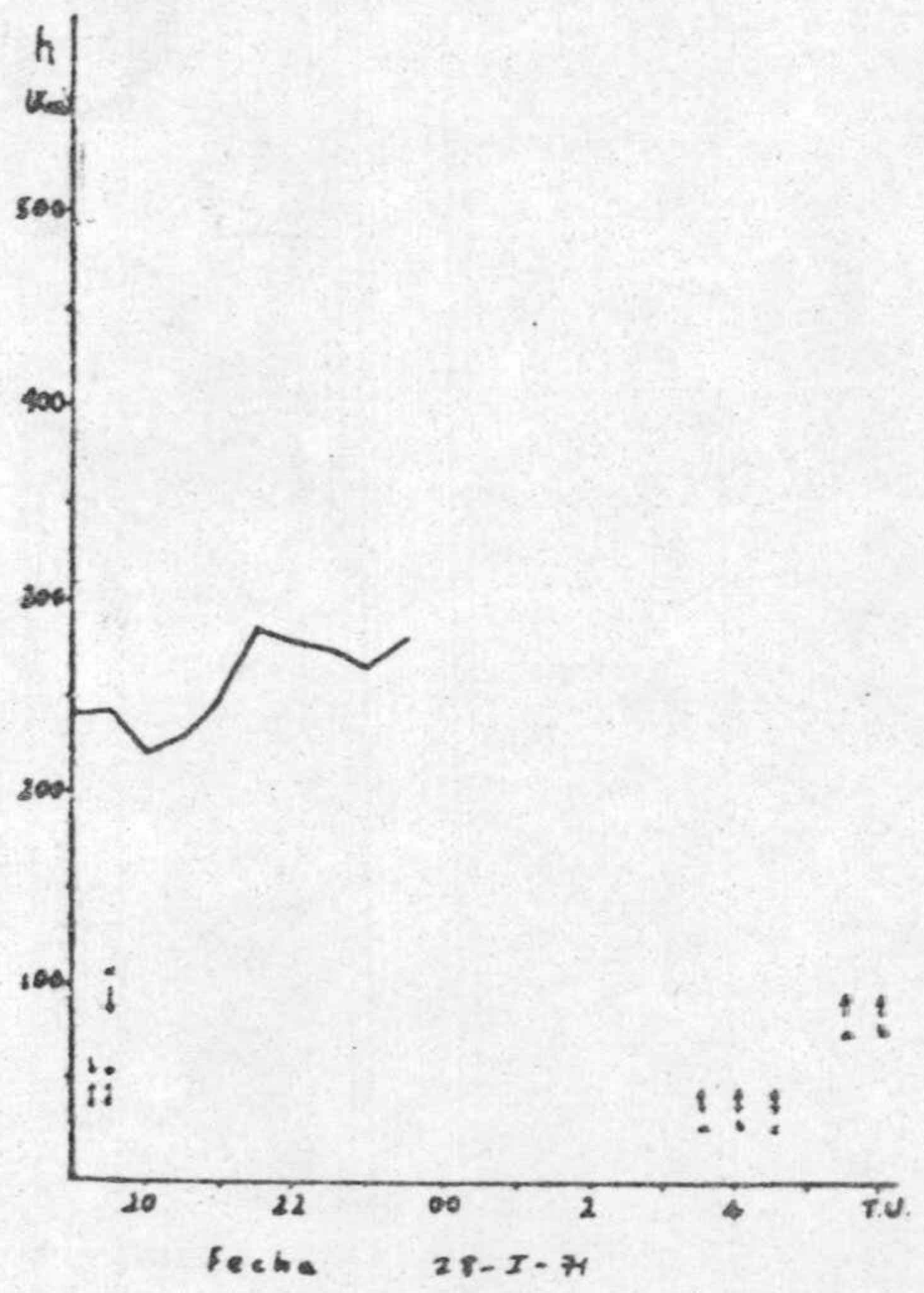
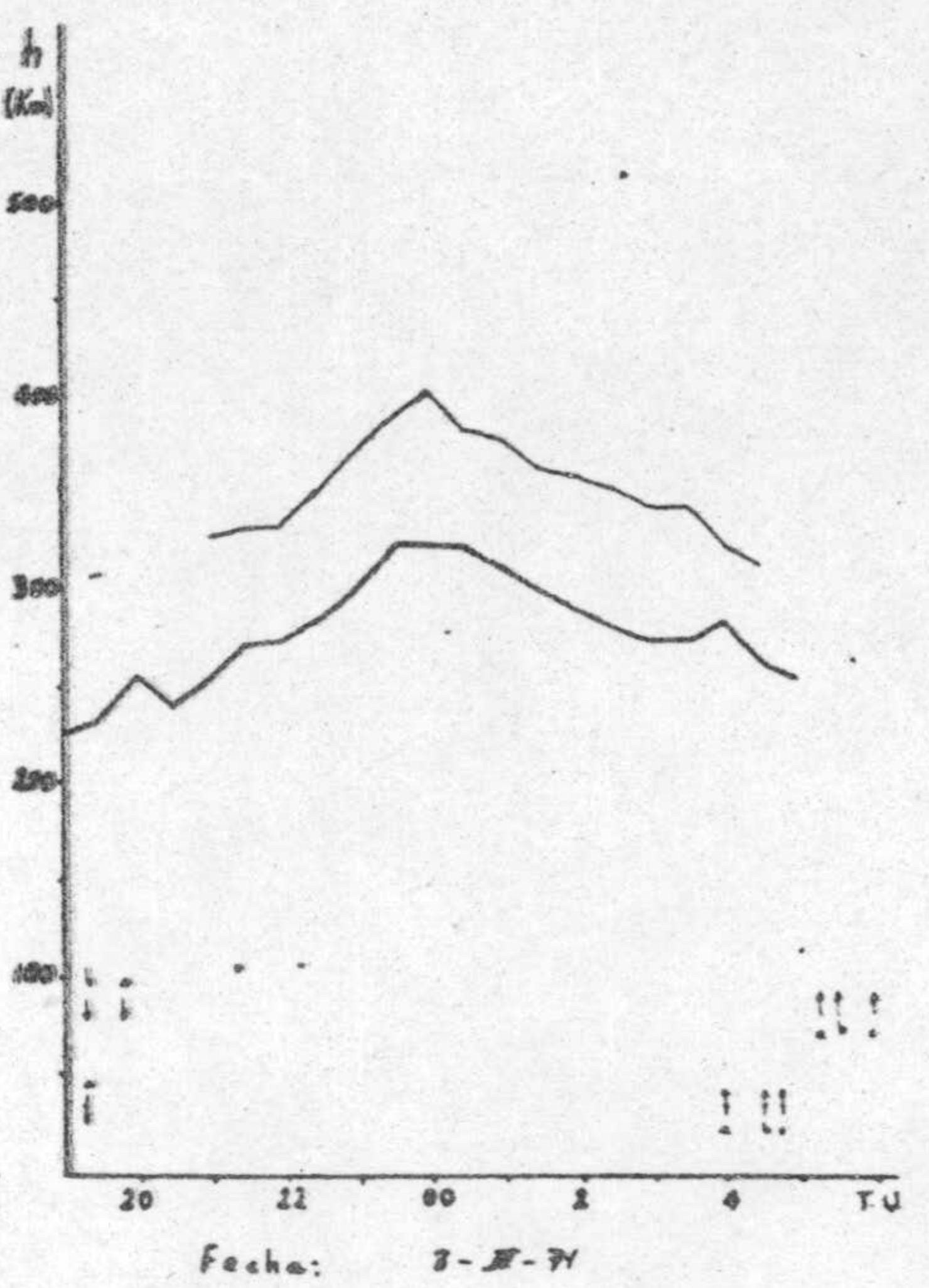
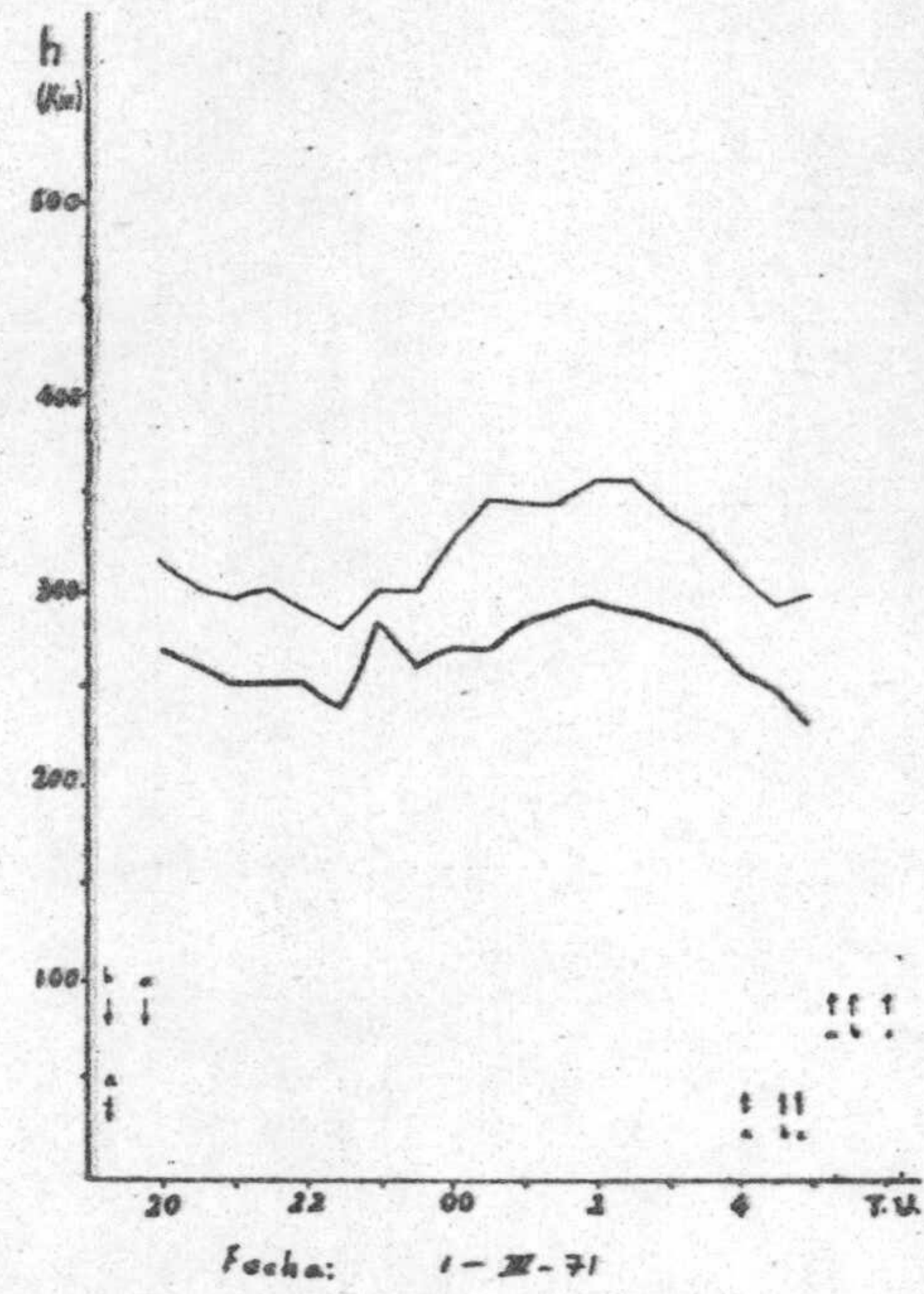
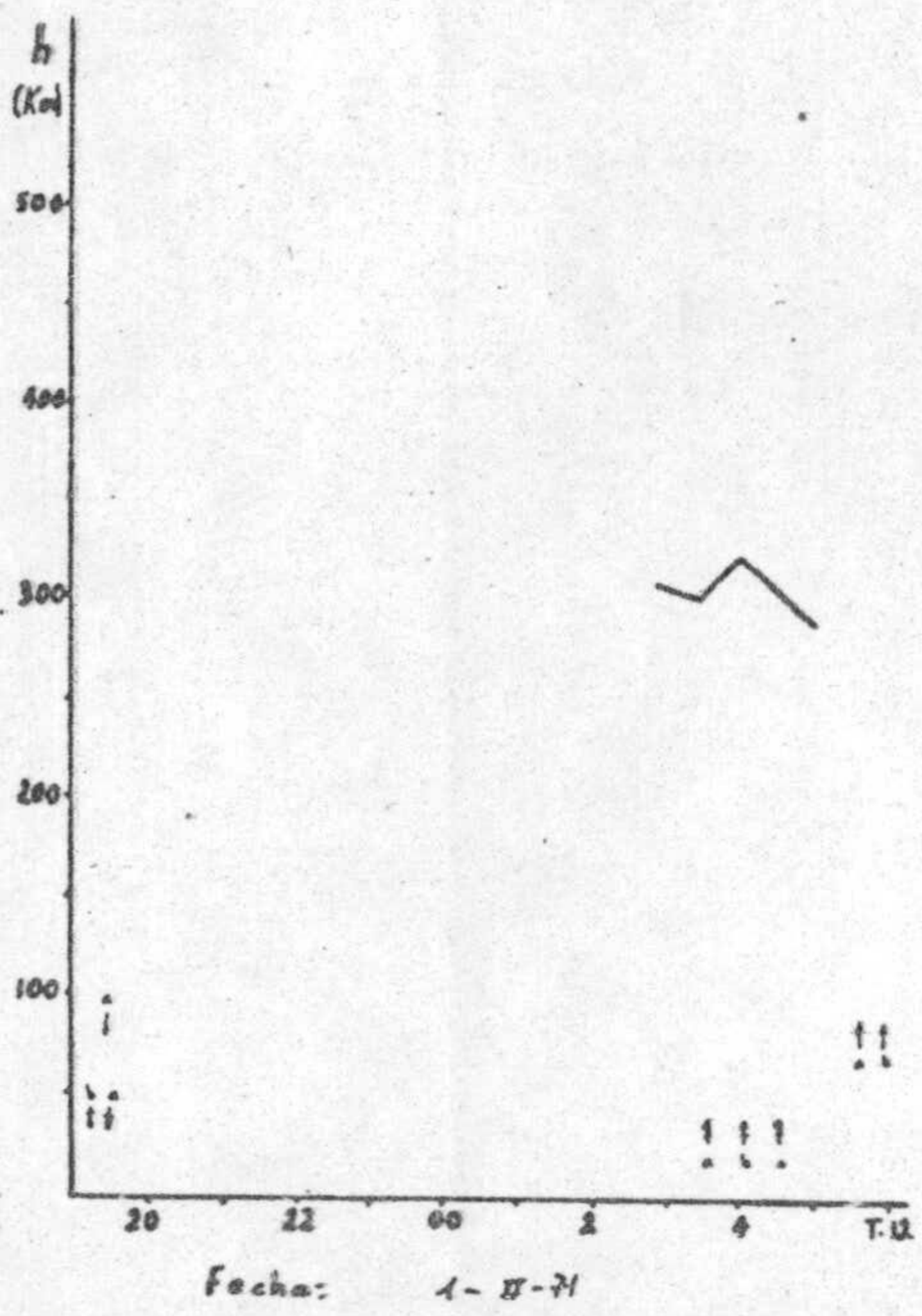
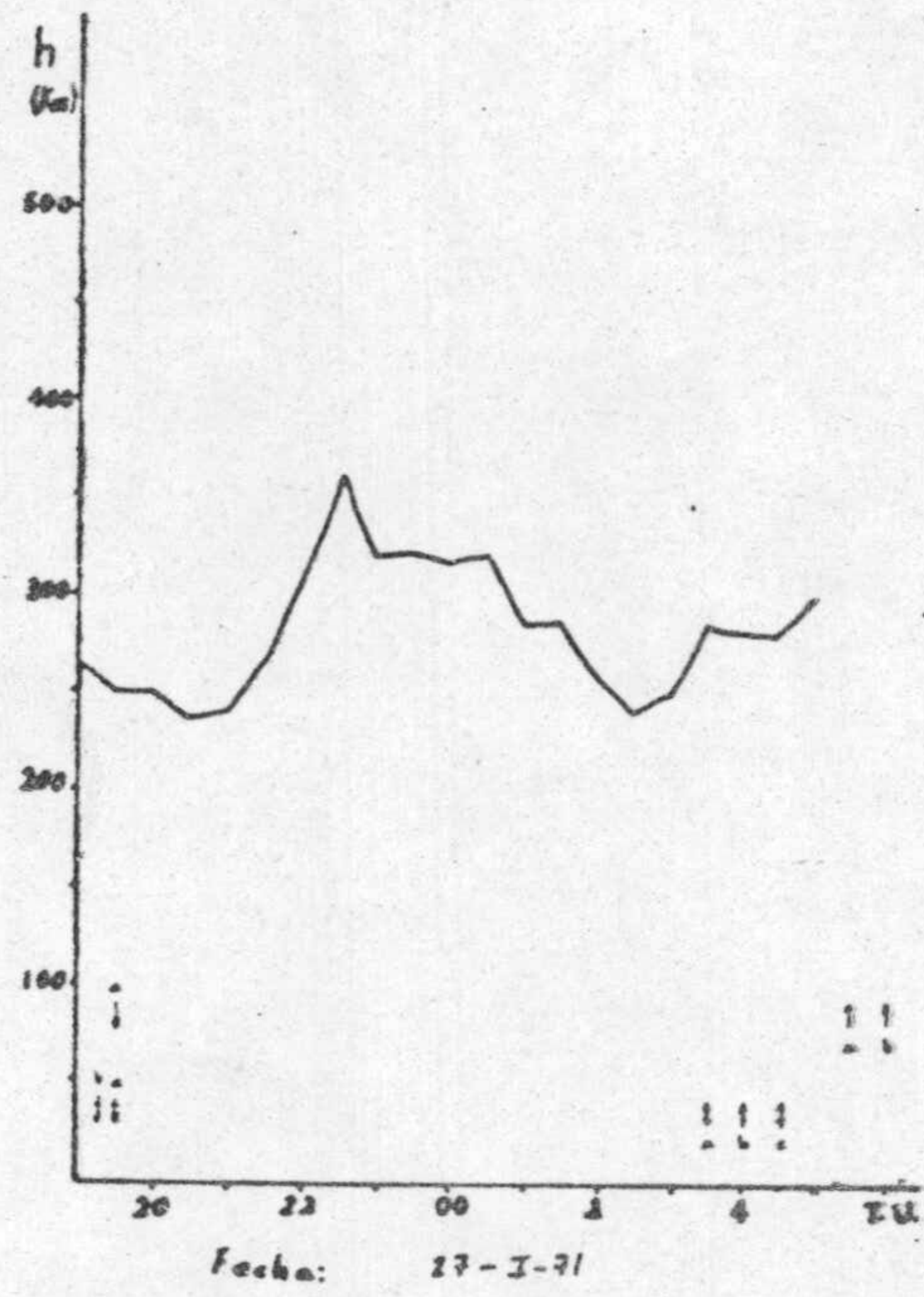








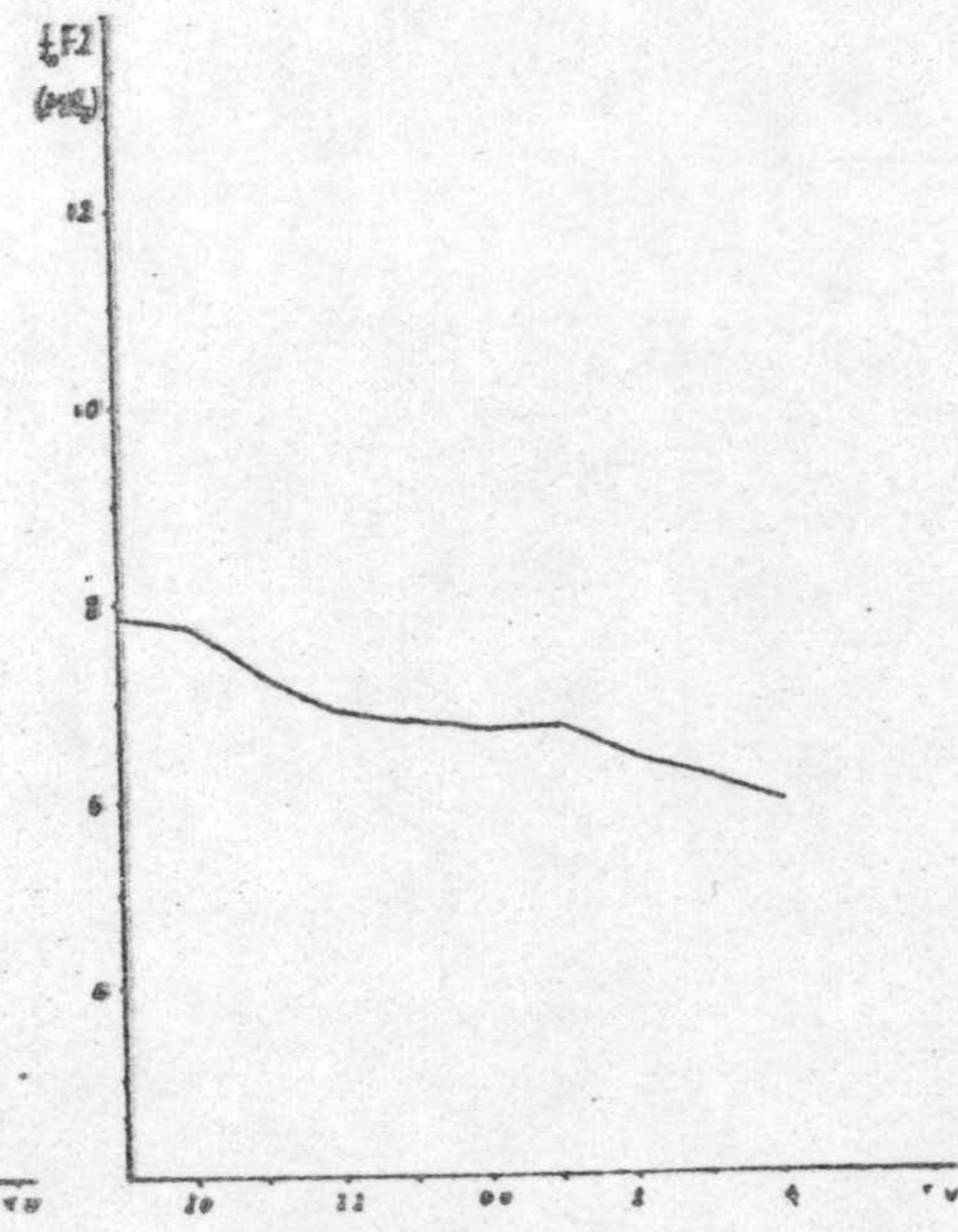
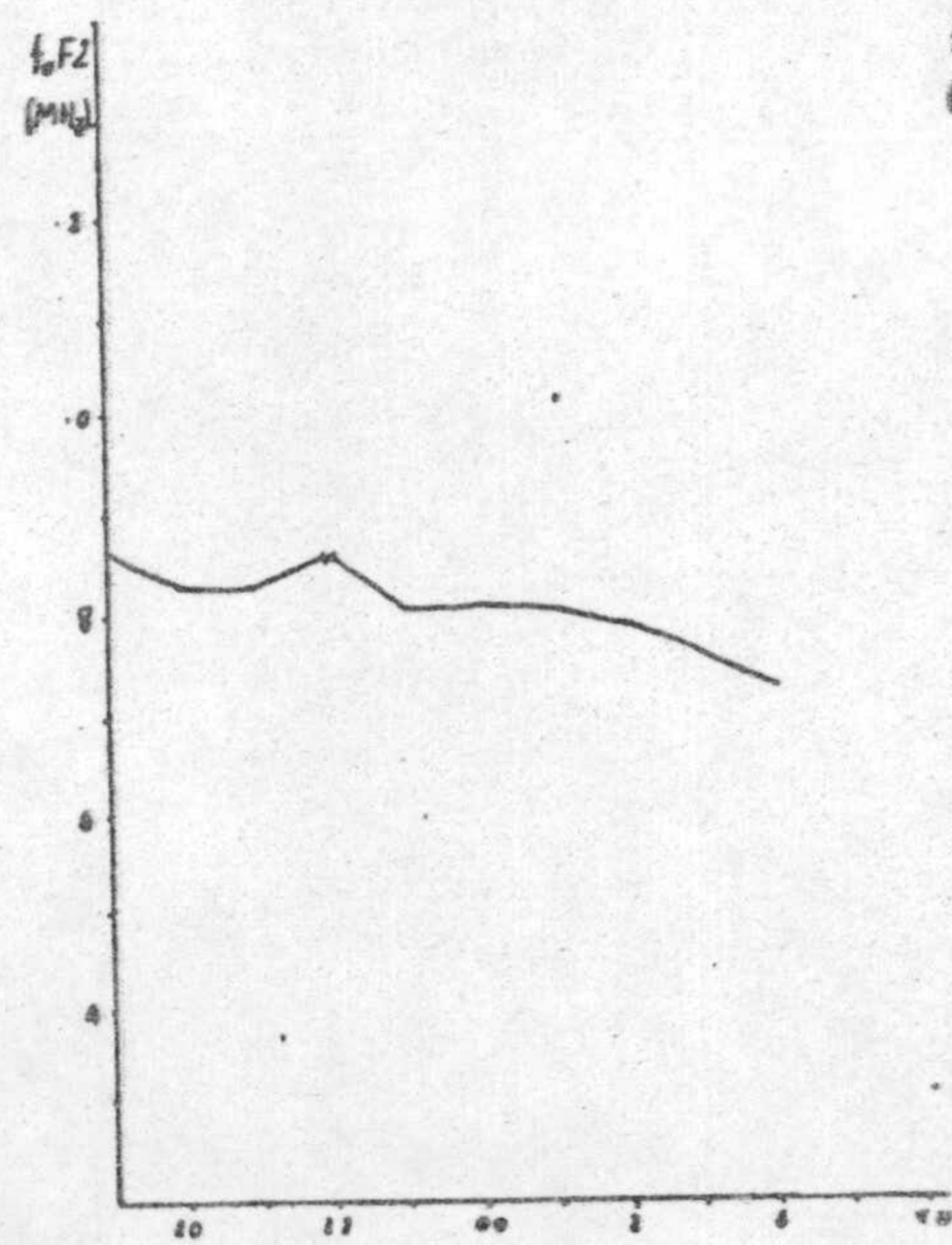
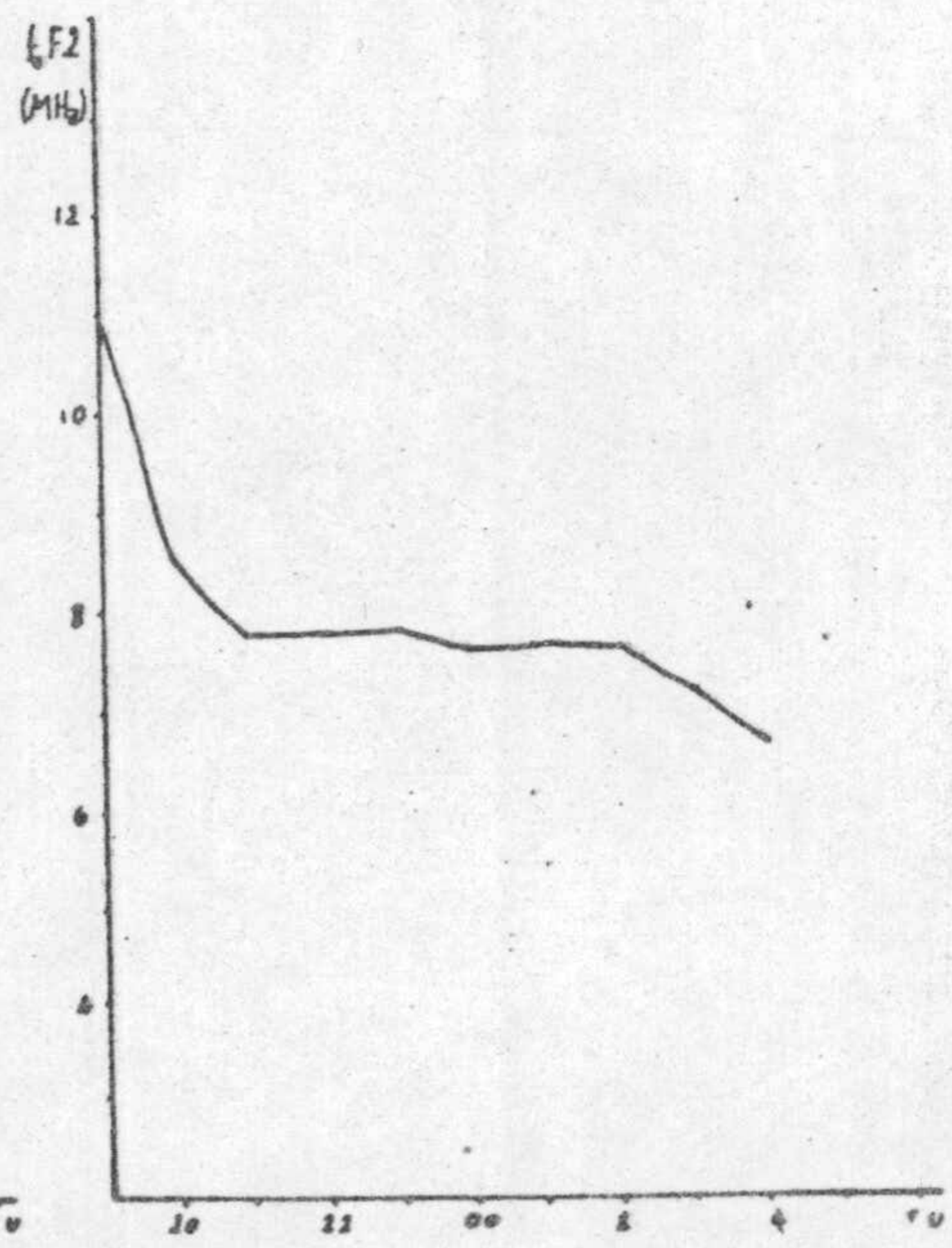
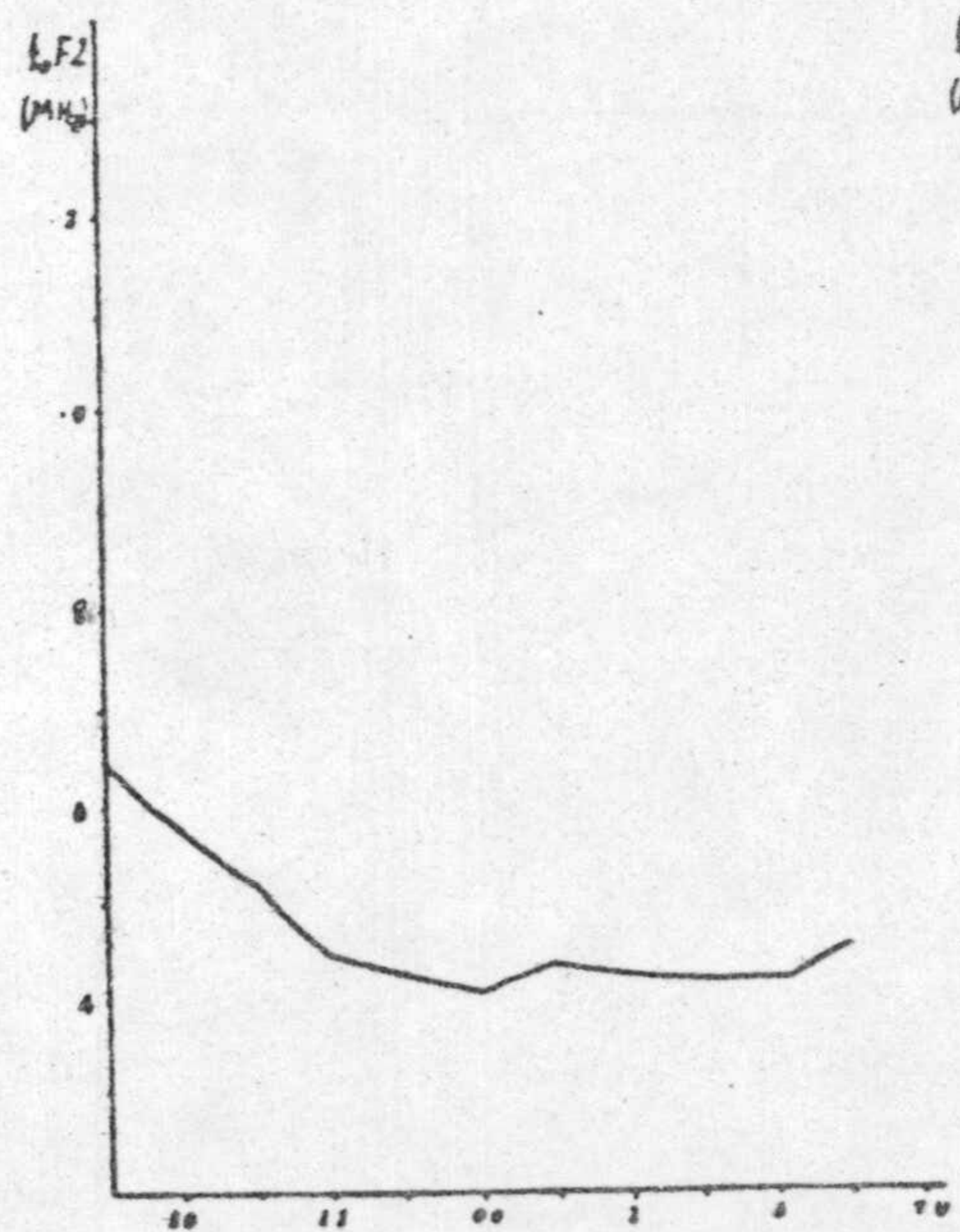
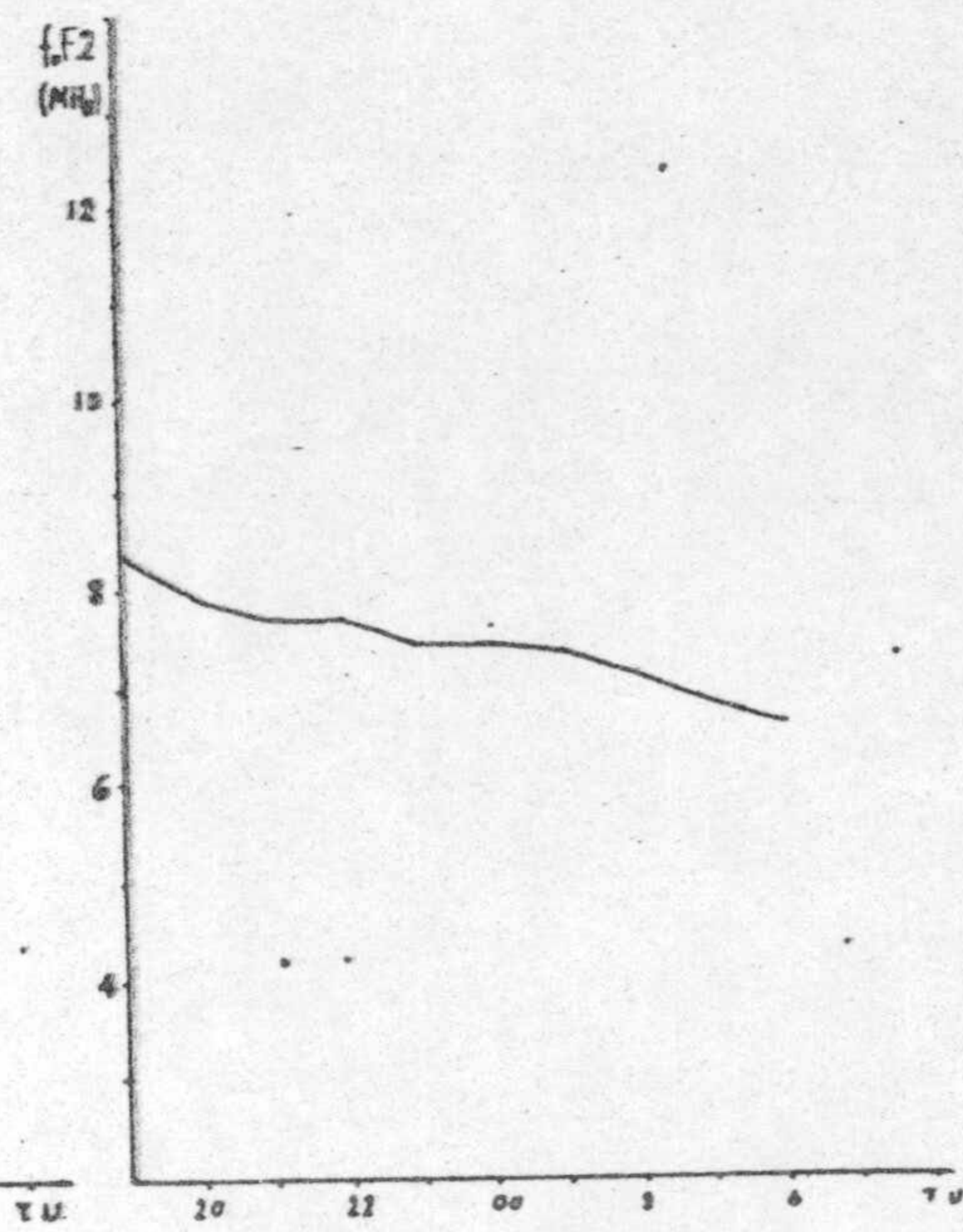
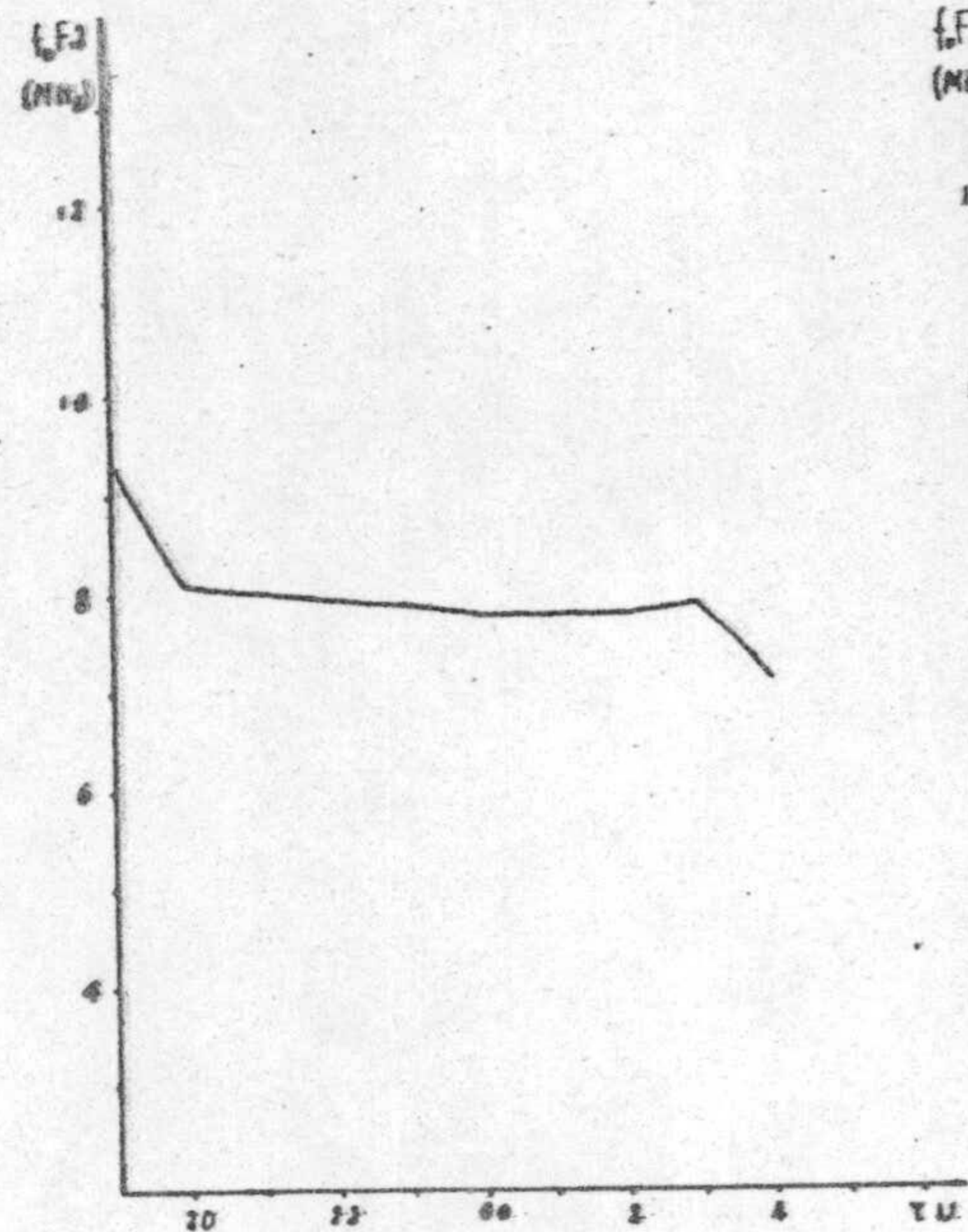
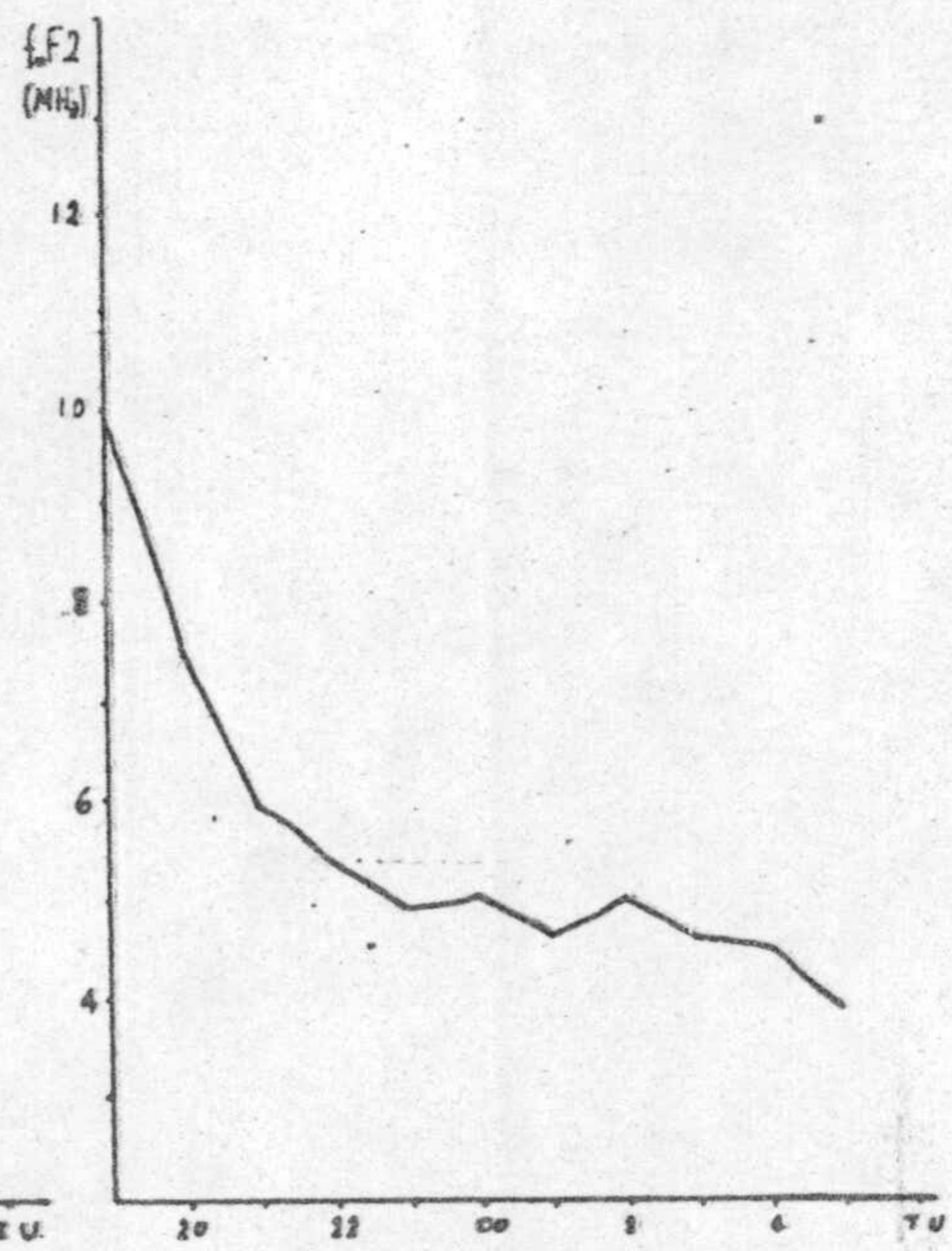
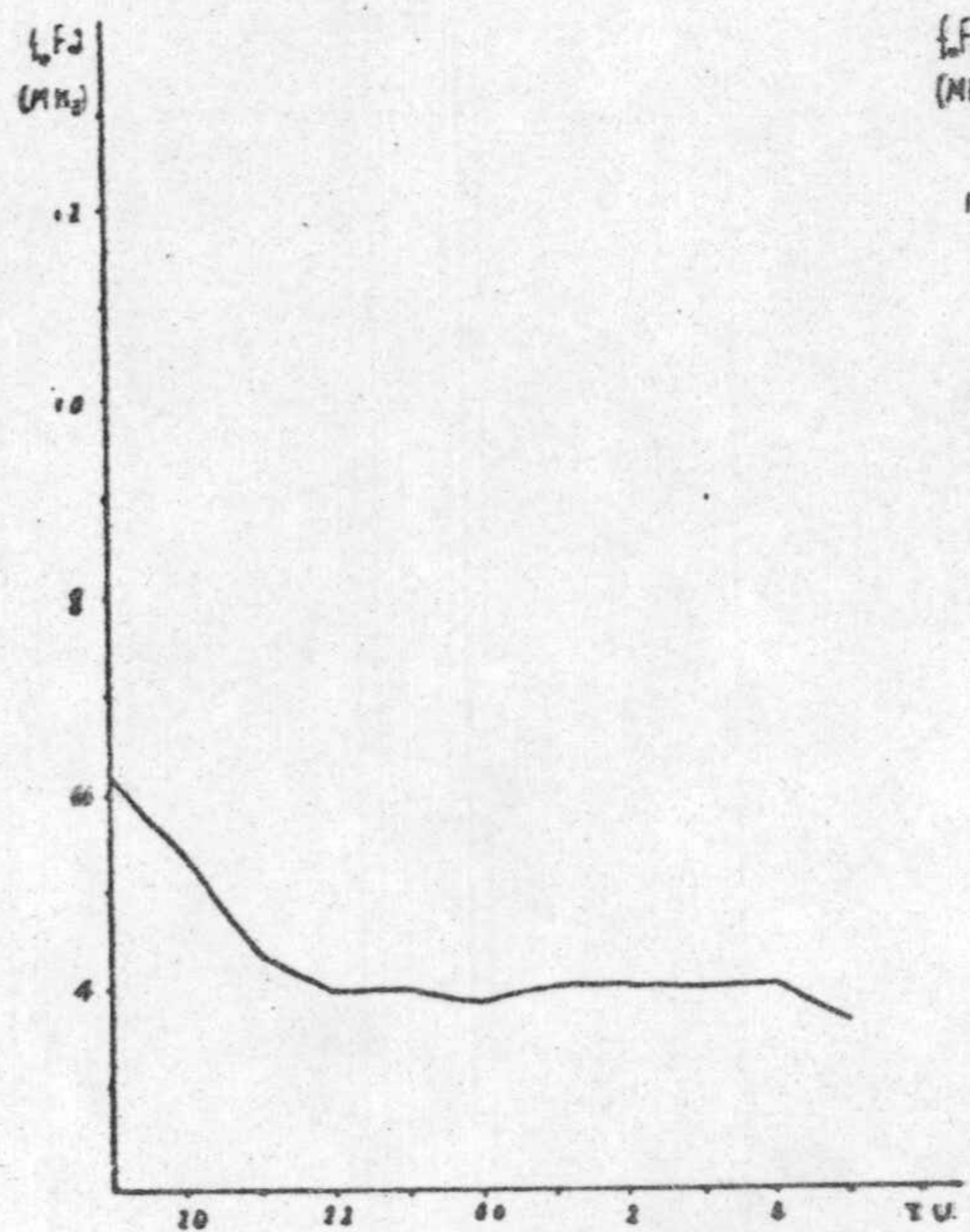




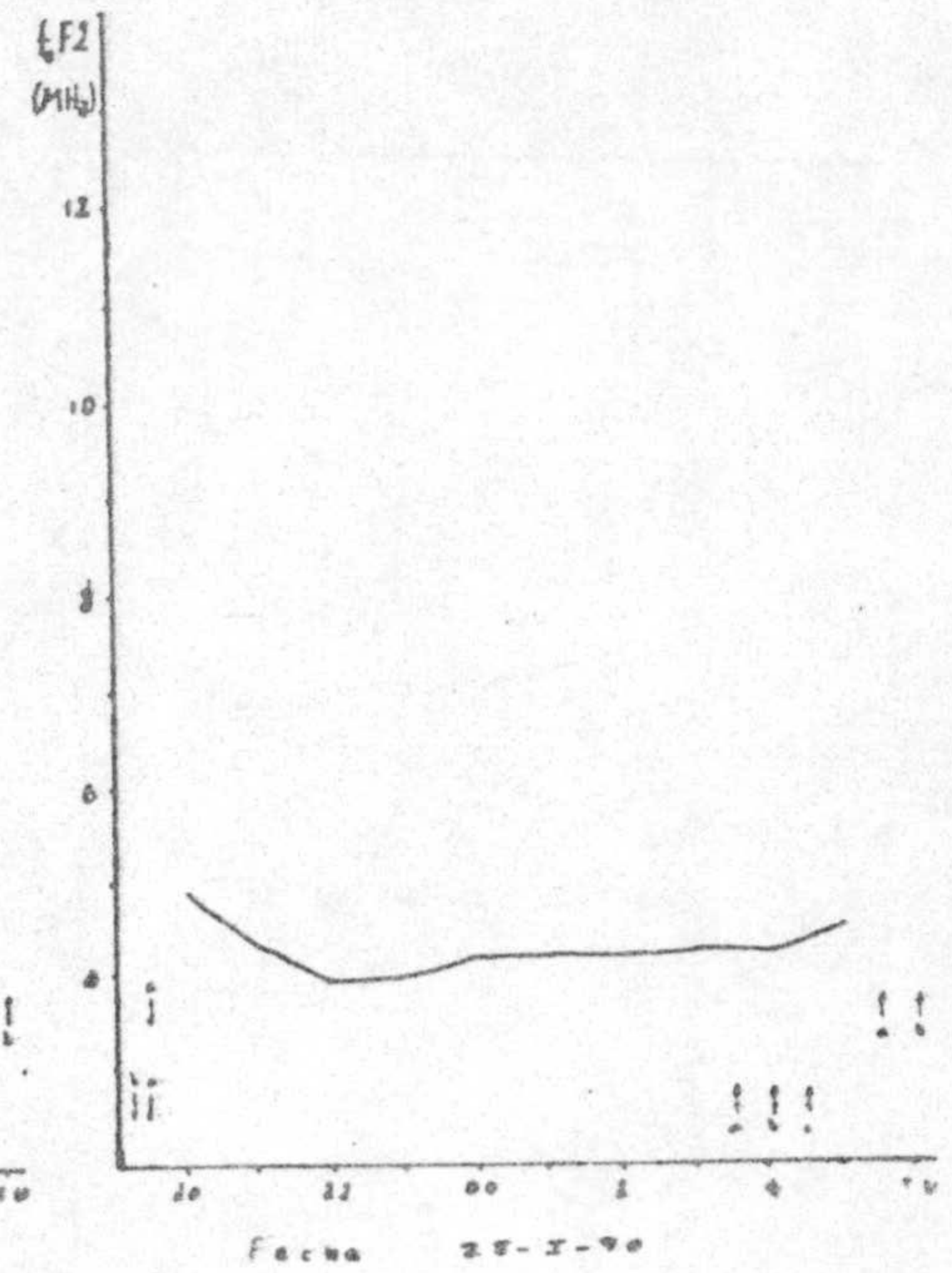
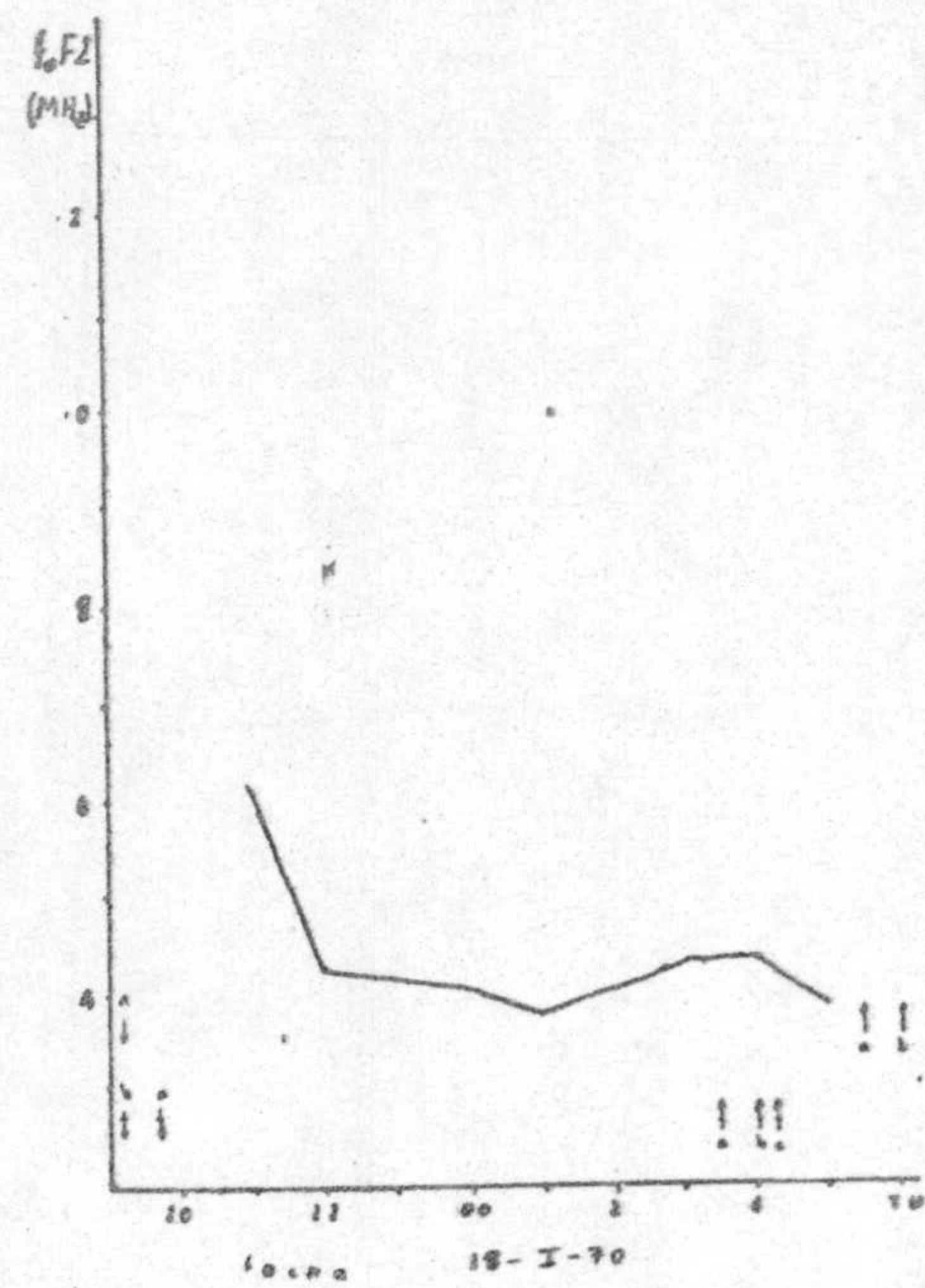
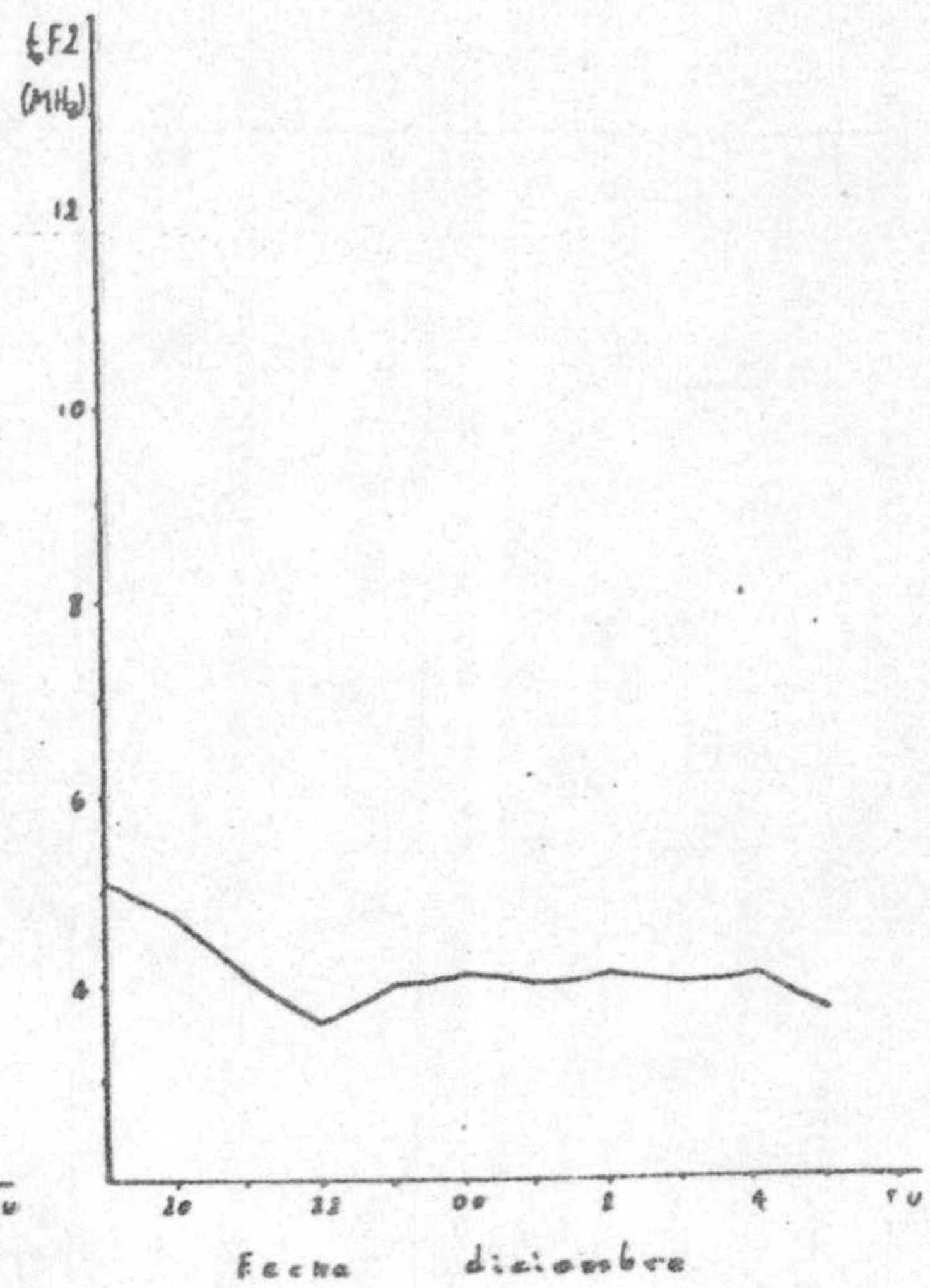
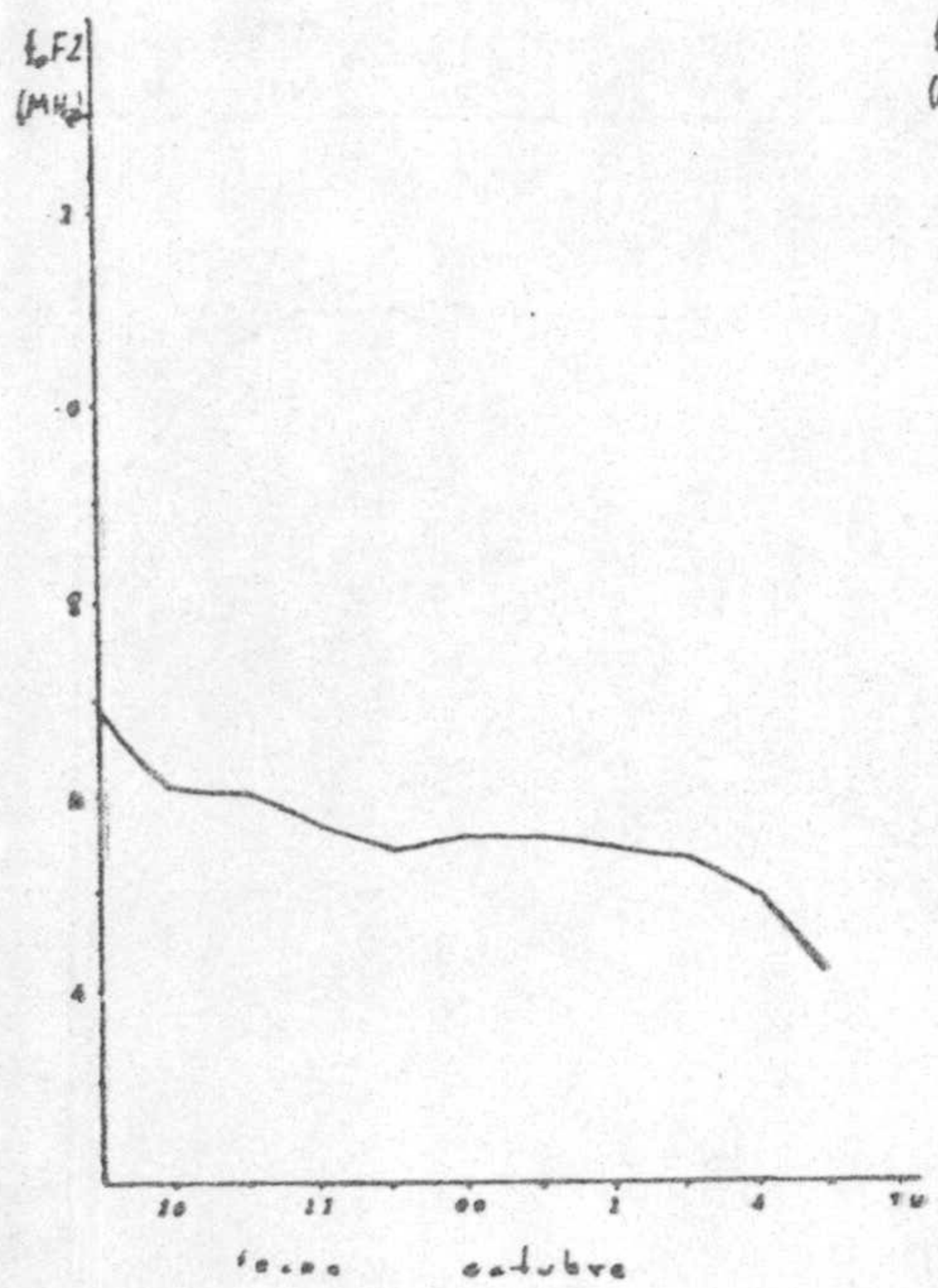
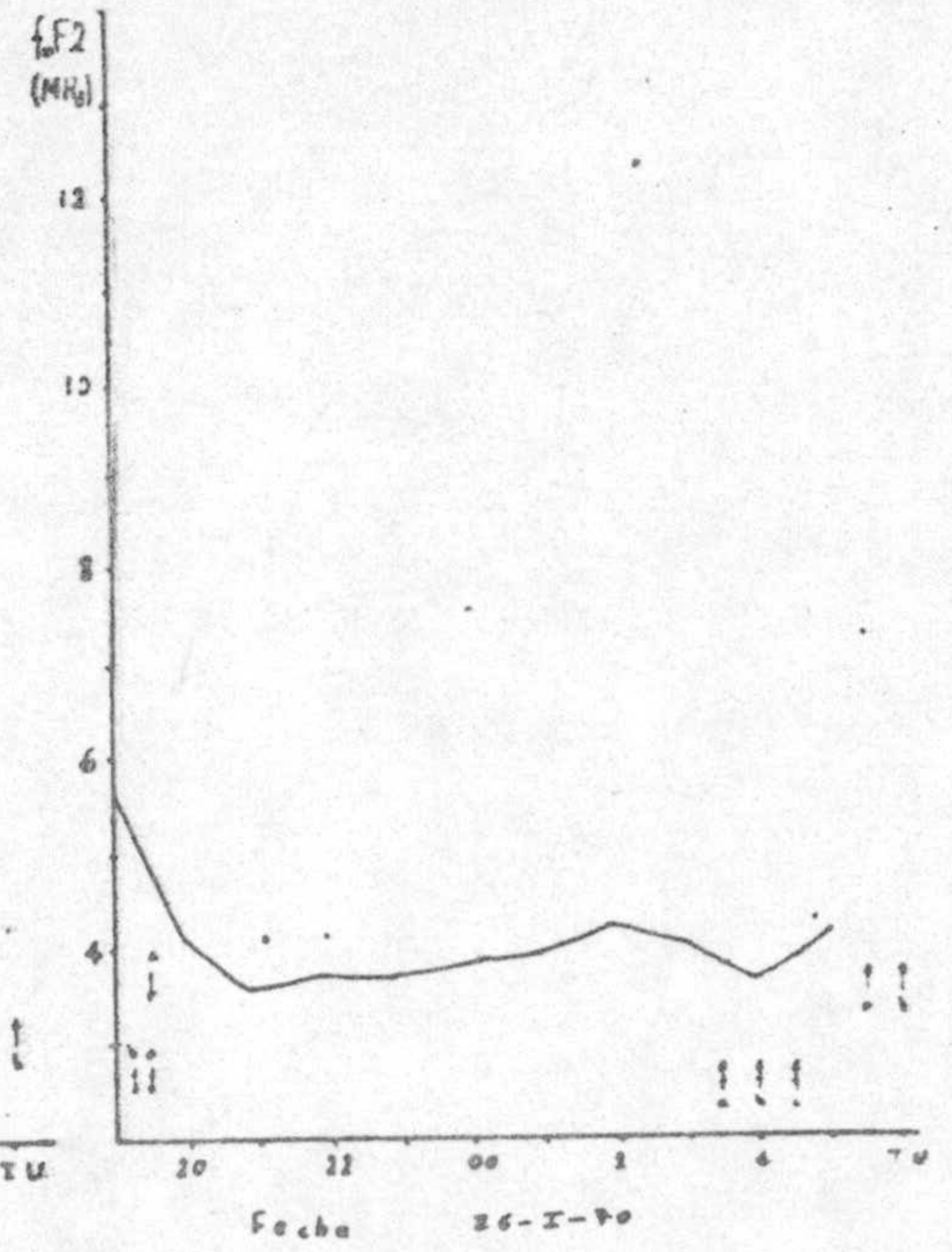
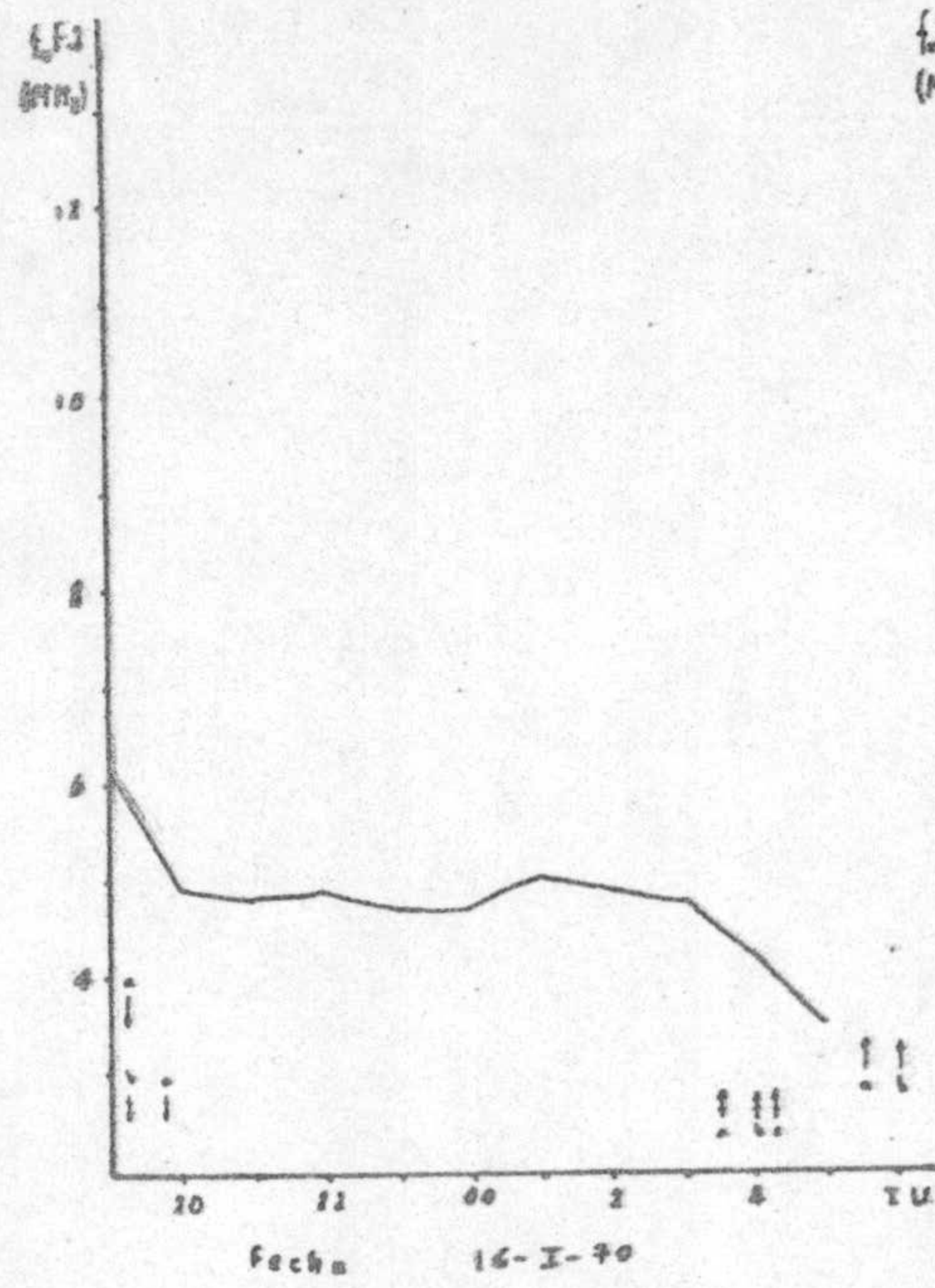
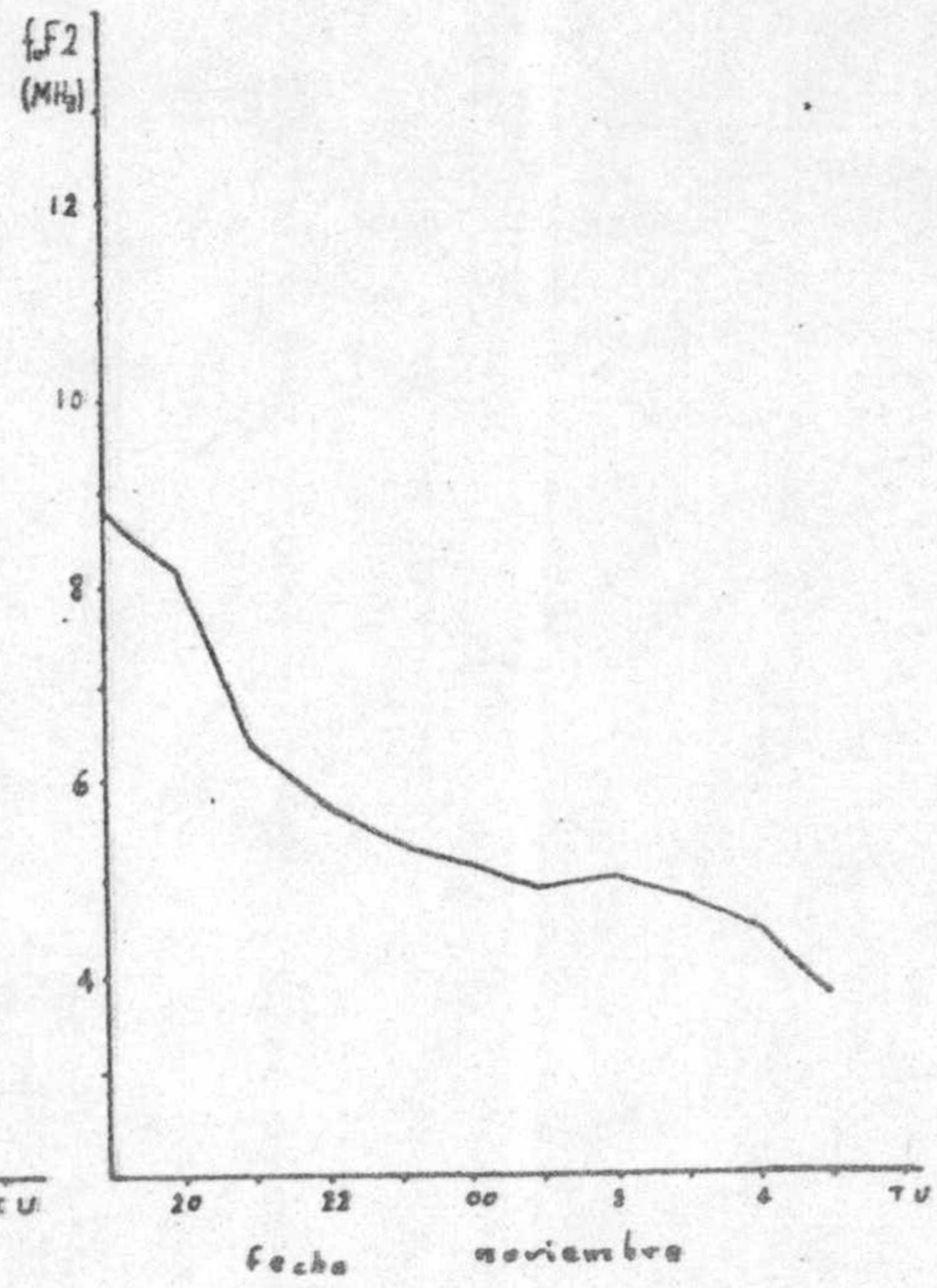
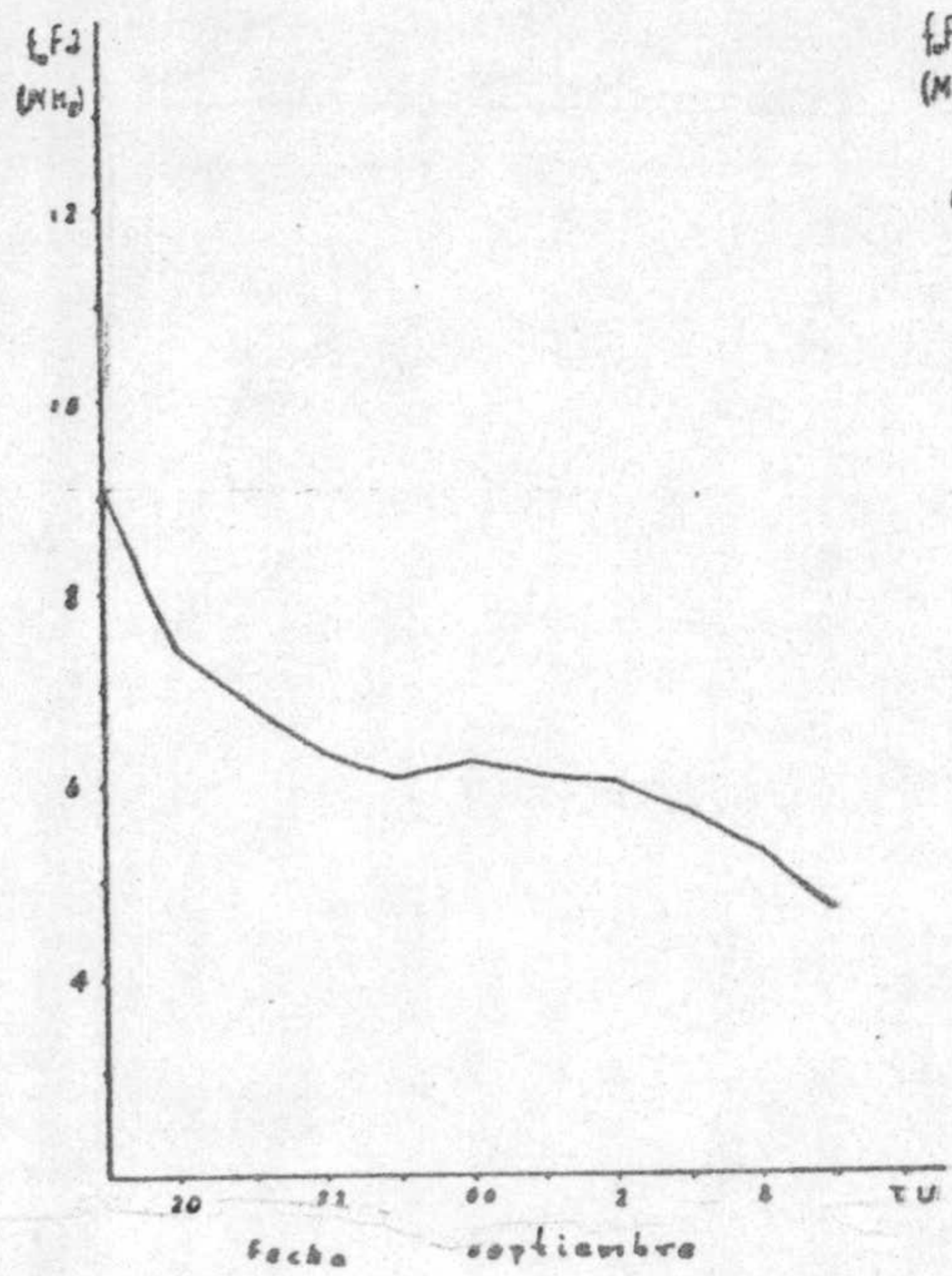


3.7.- CURVAS f<sub>o</sub> F 2





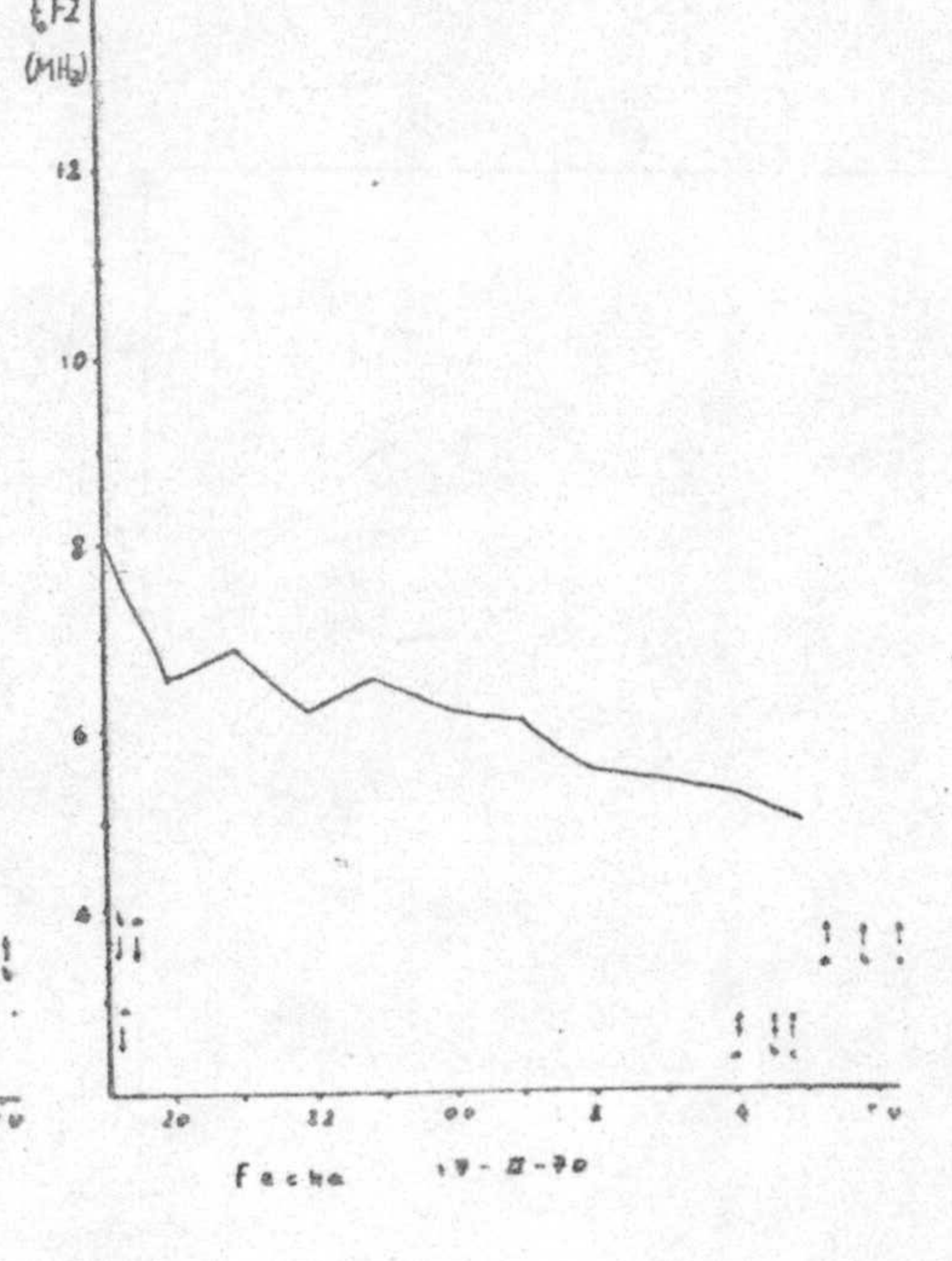
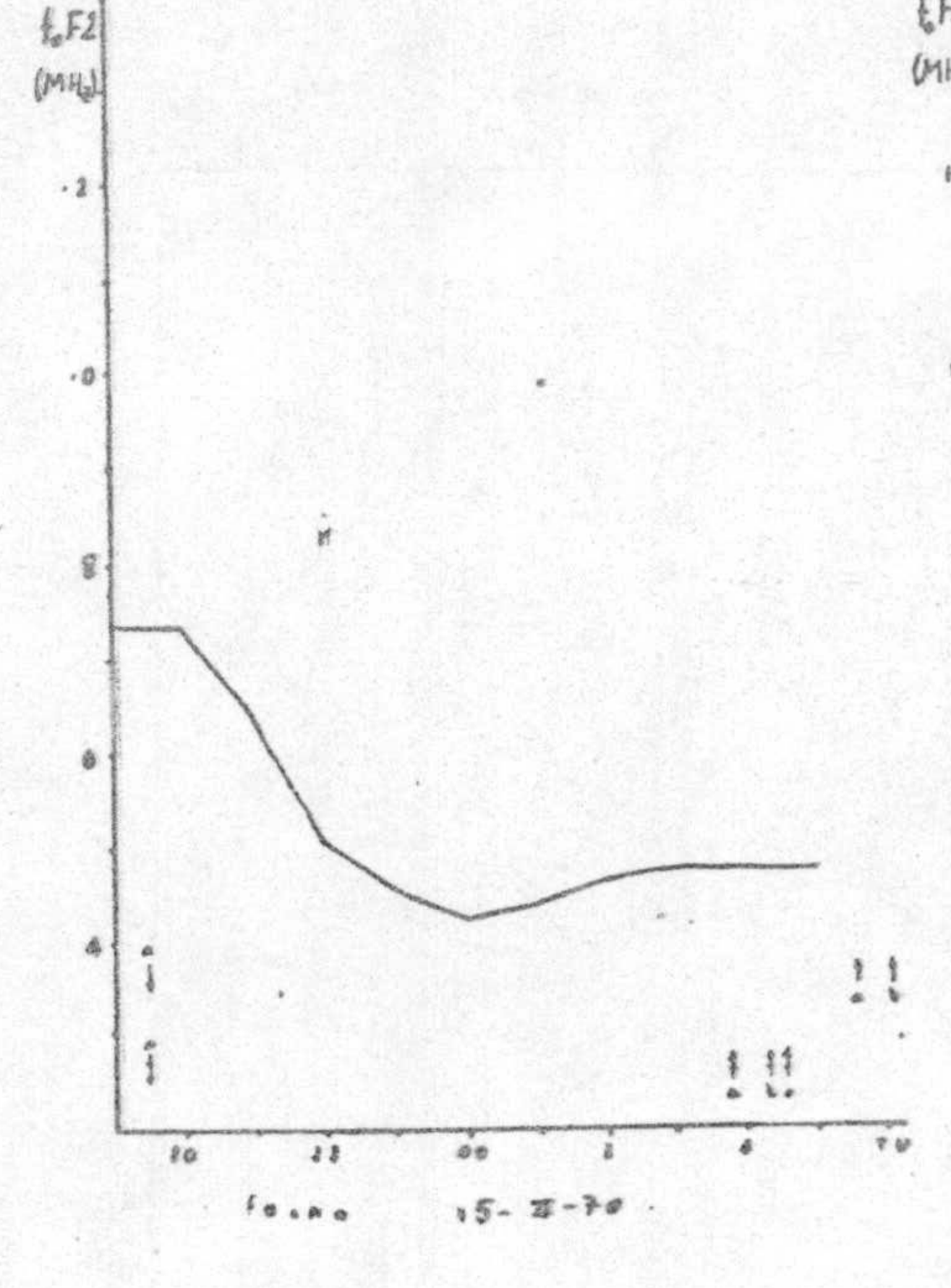
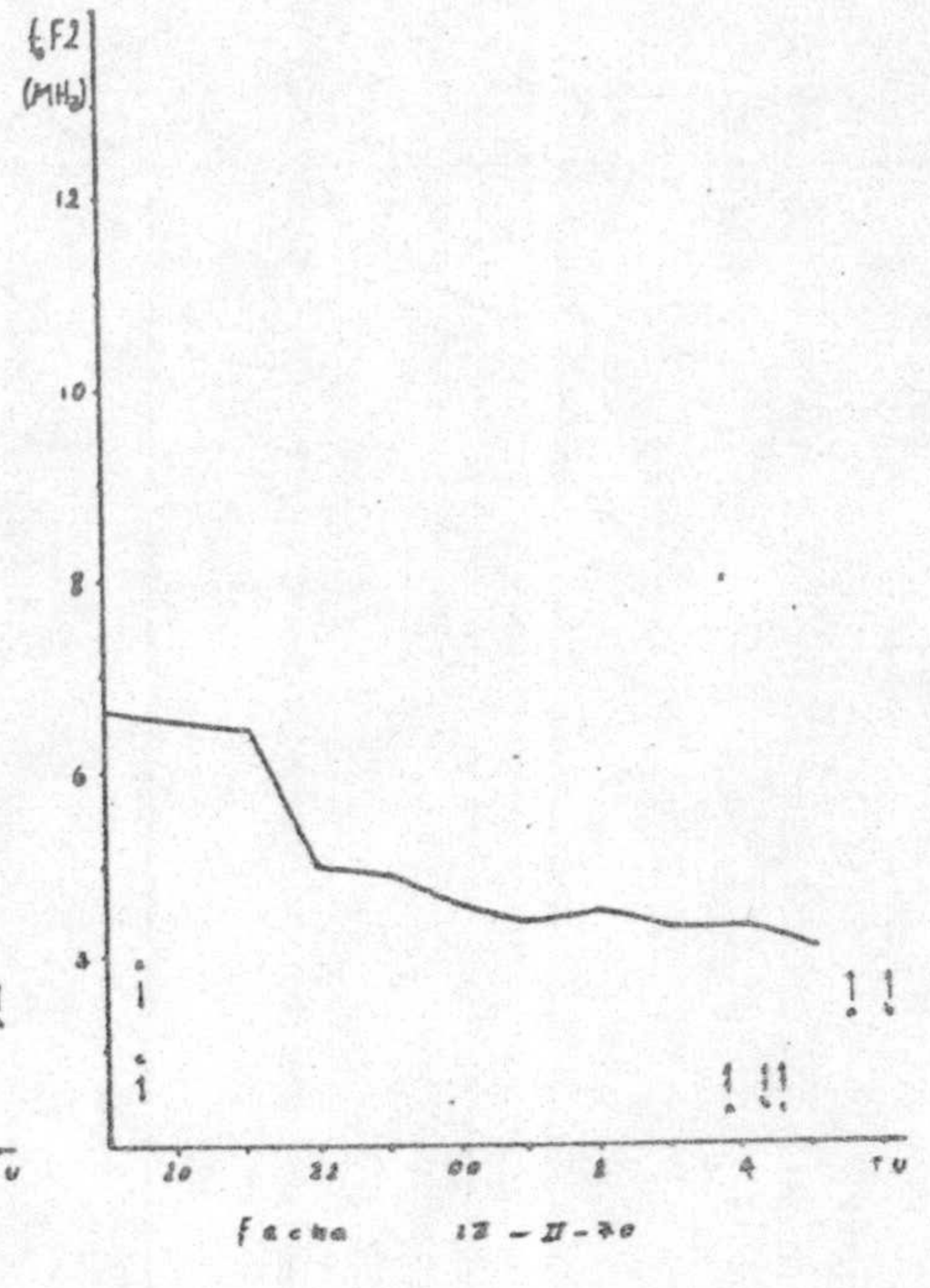
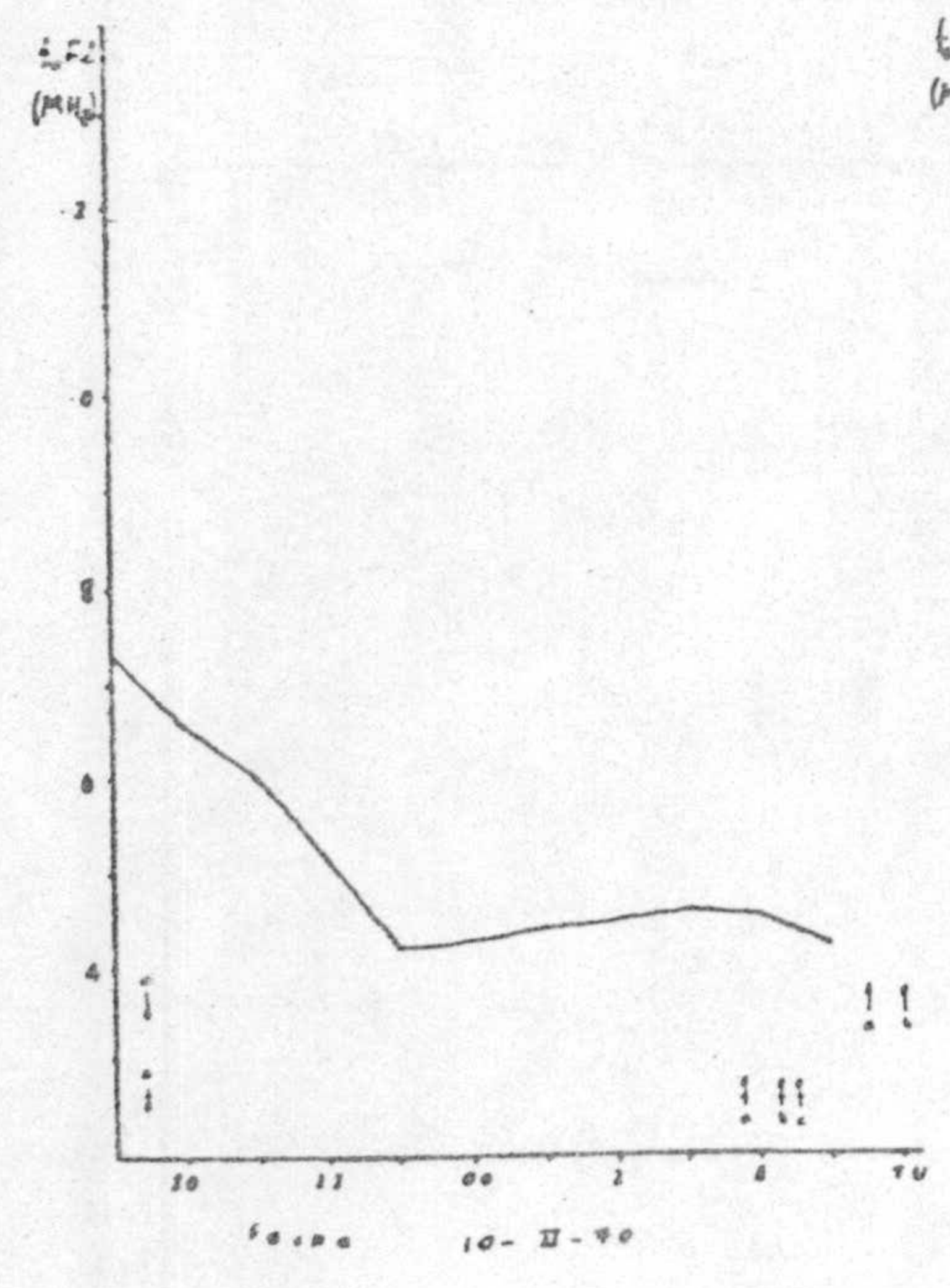
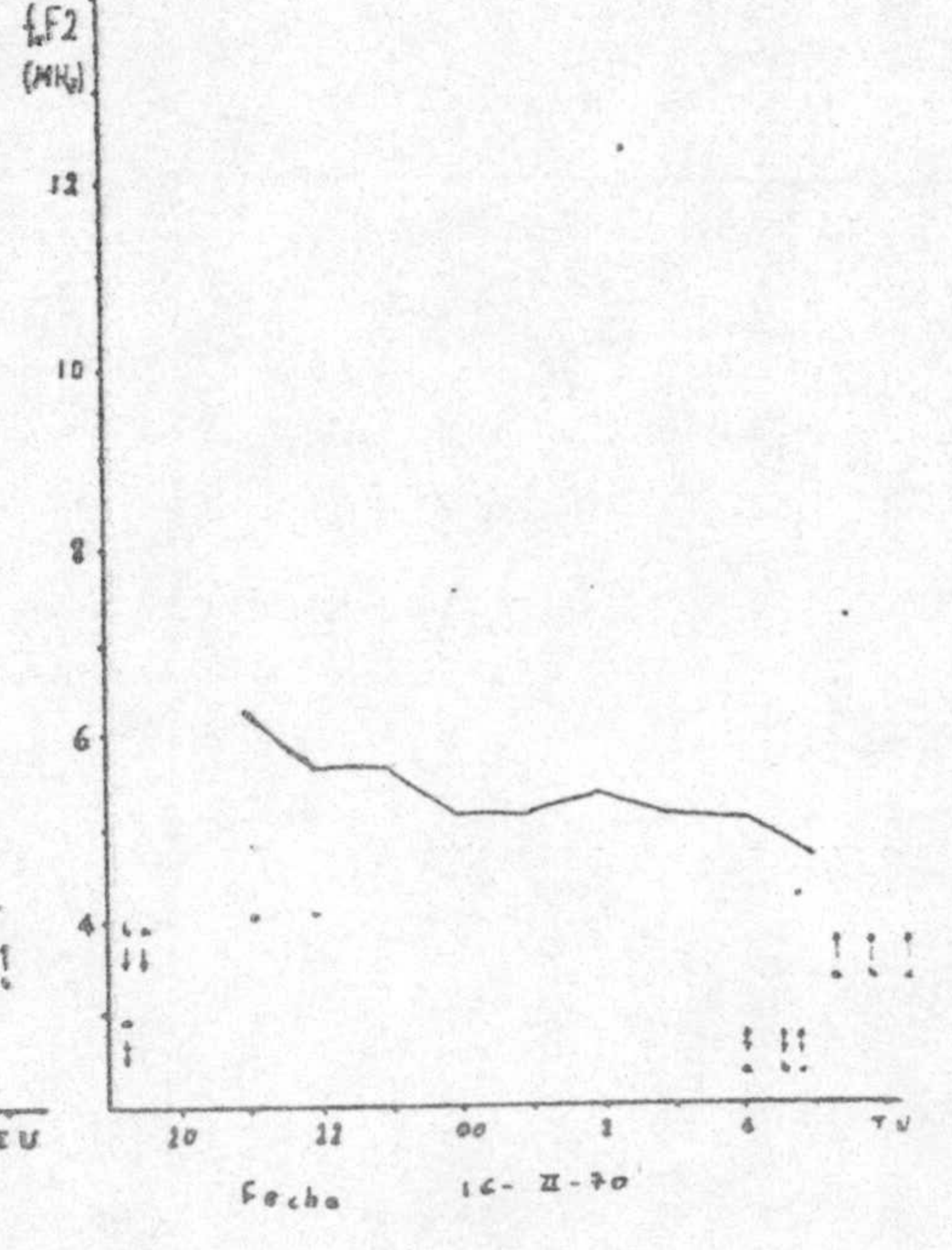
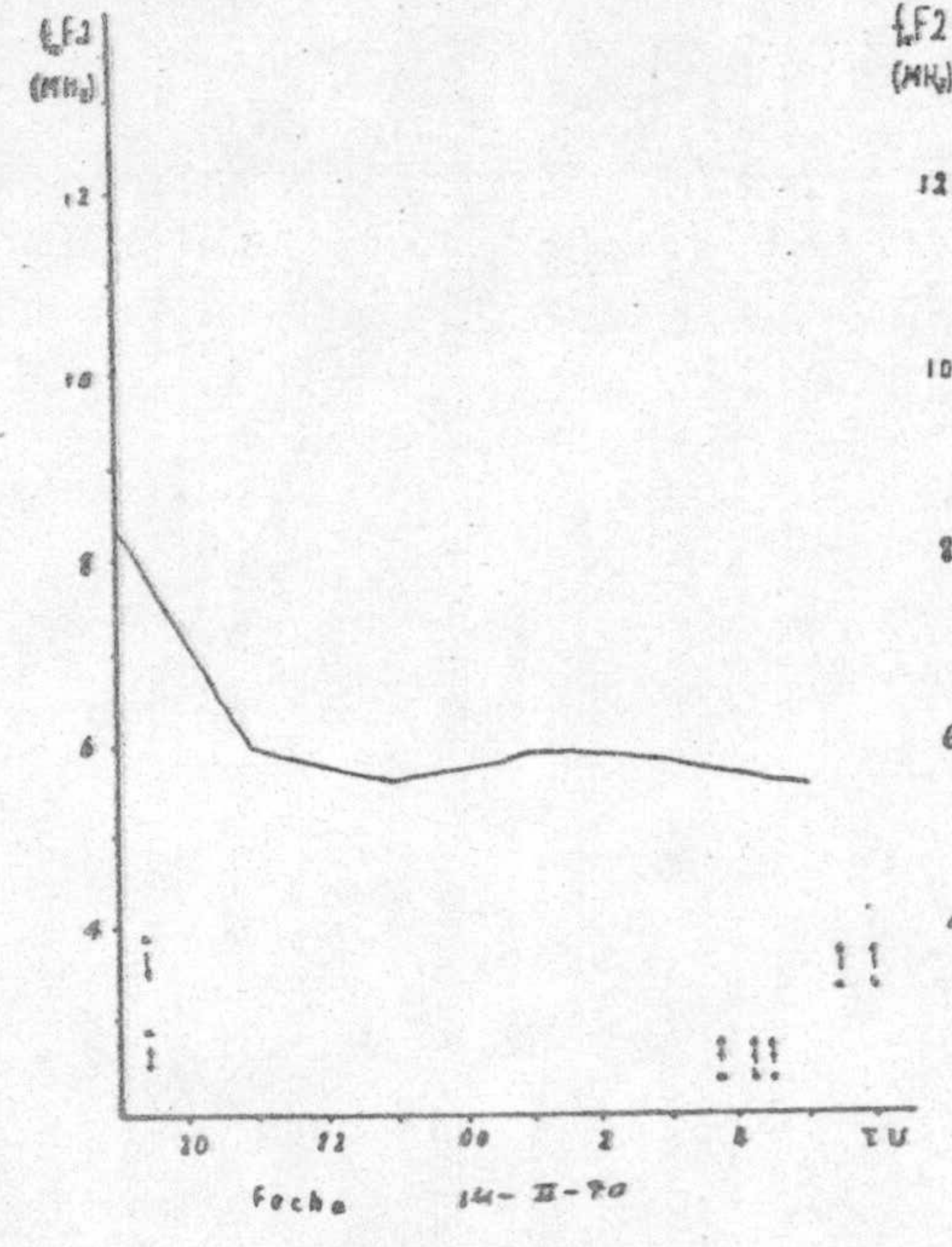
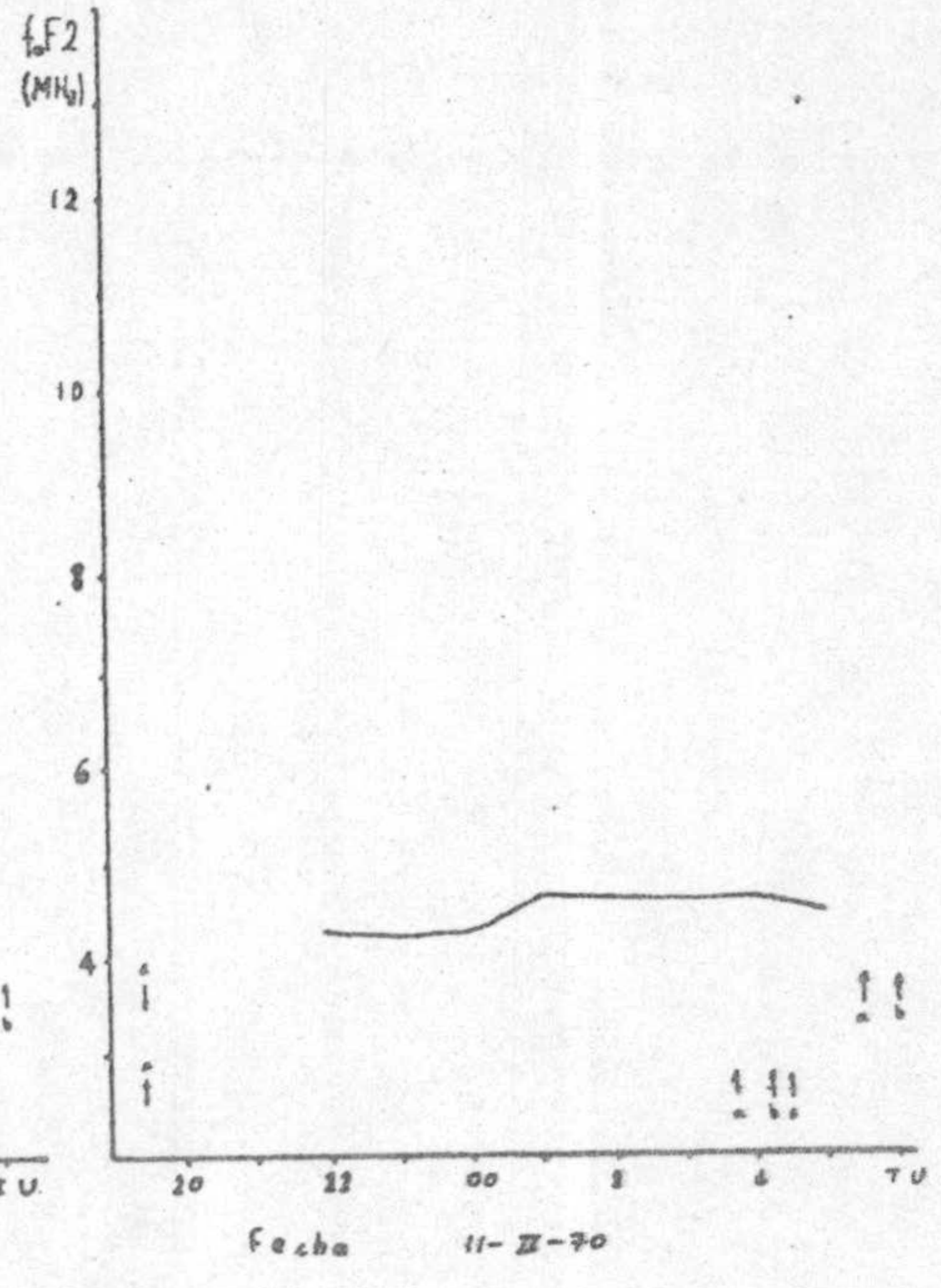
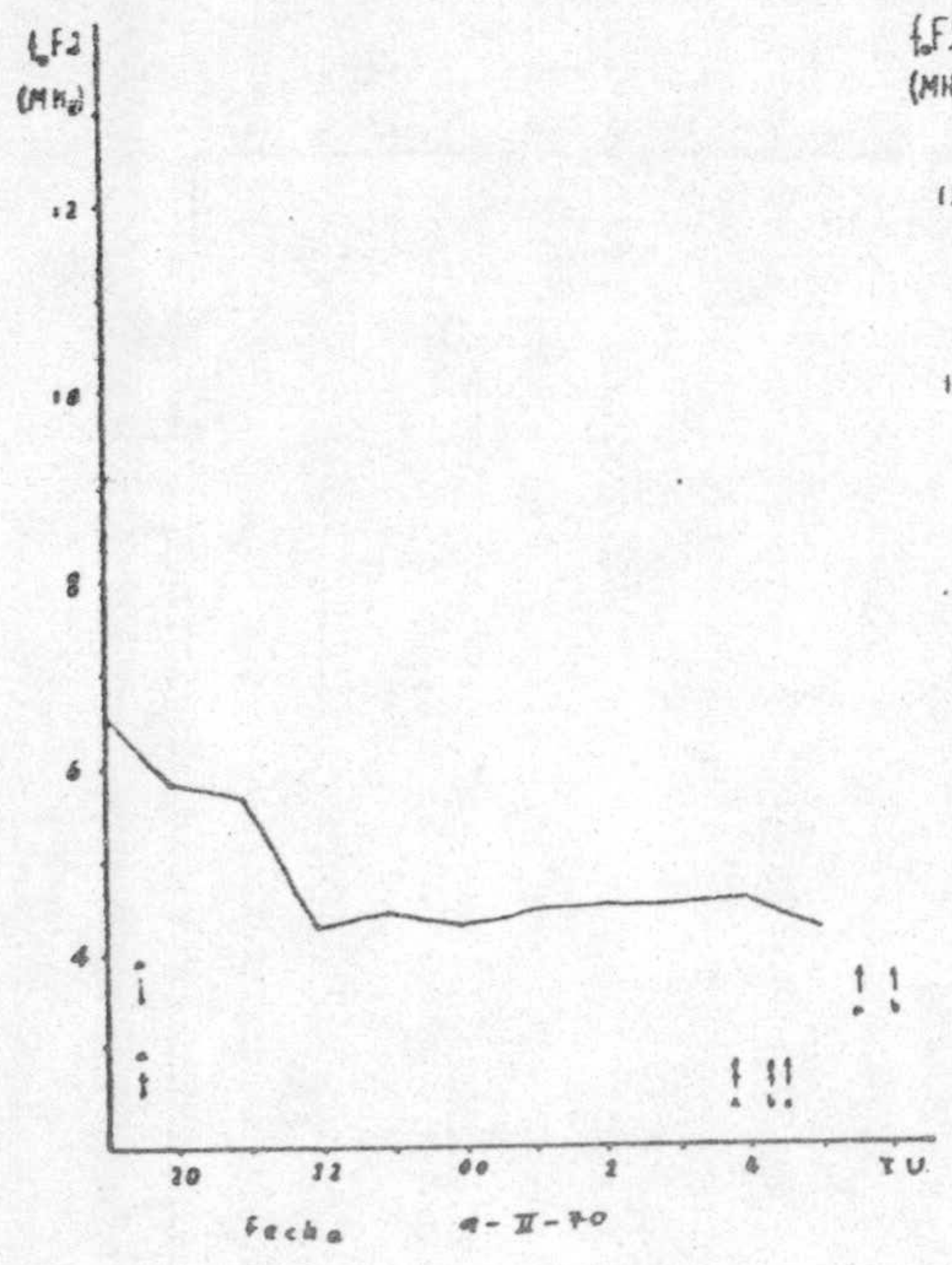




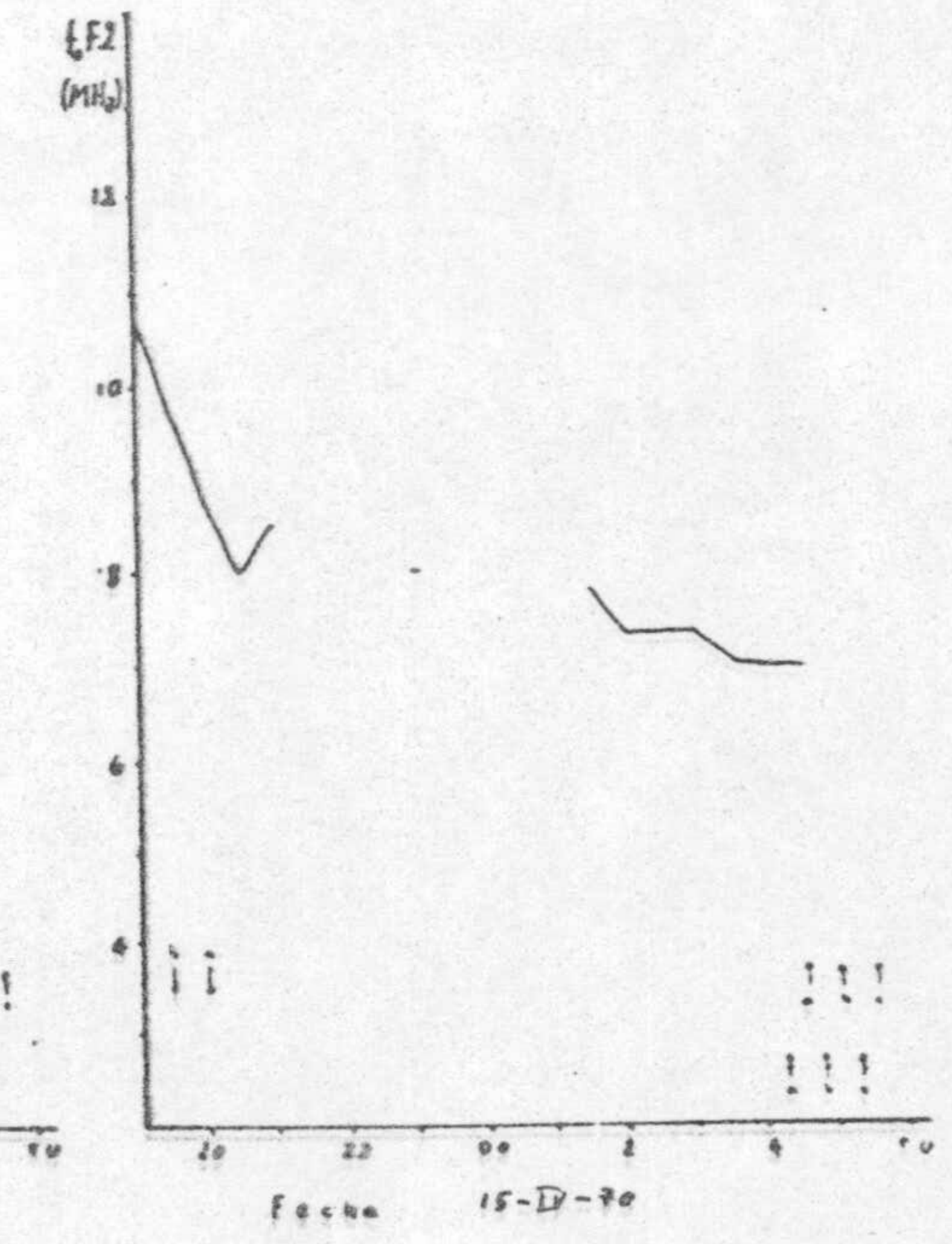
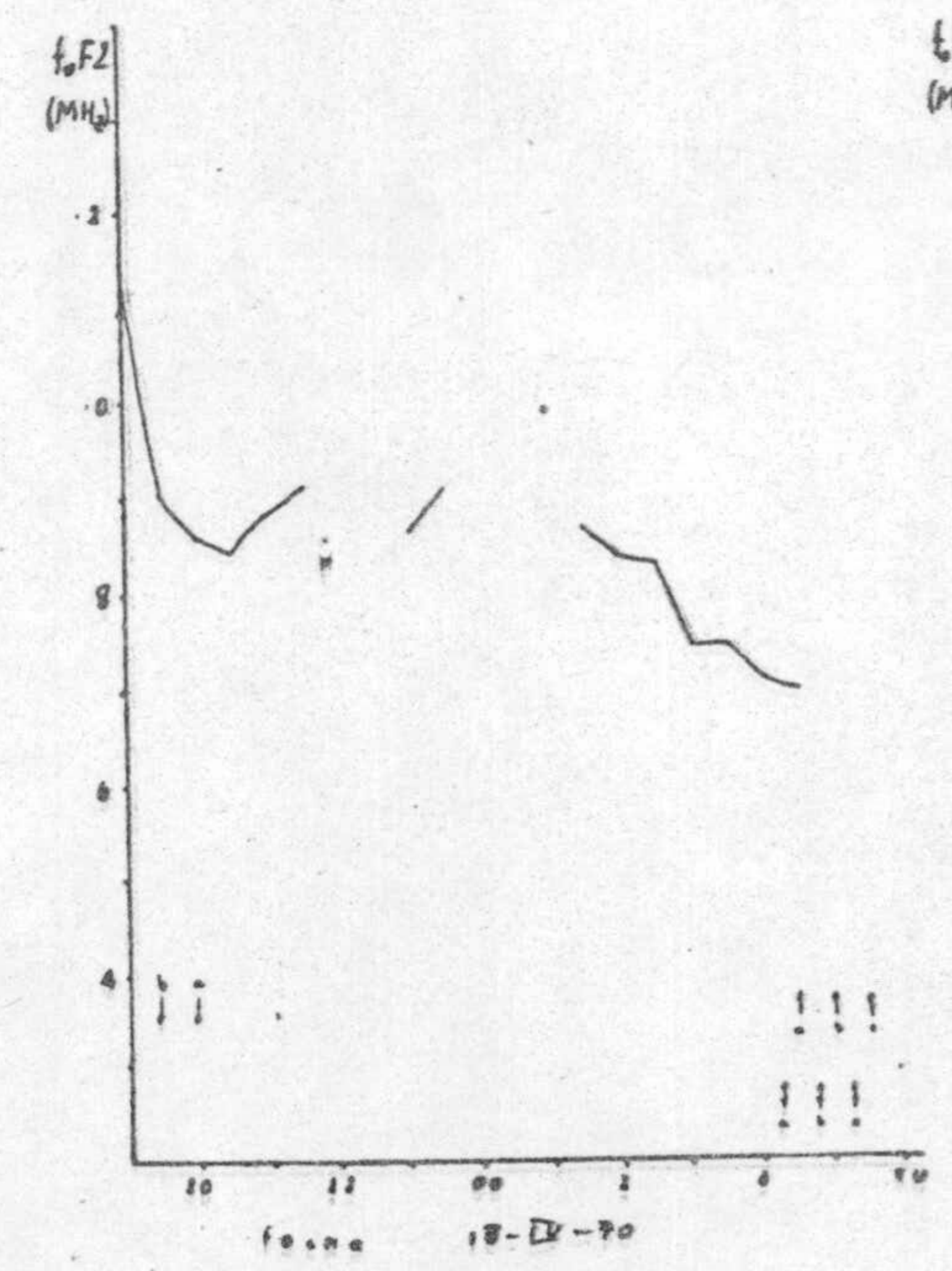
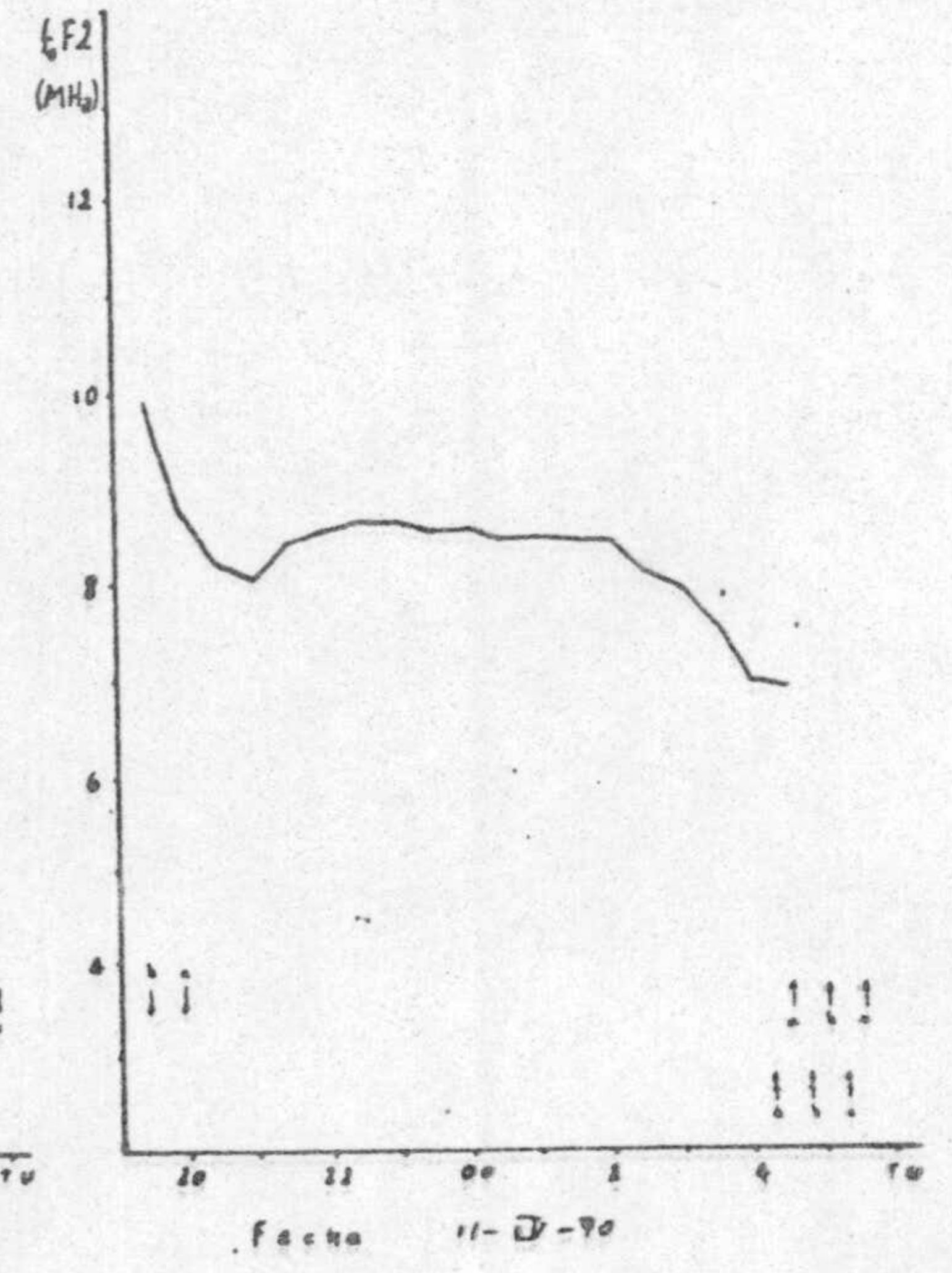
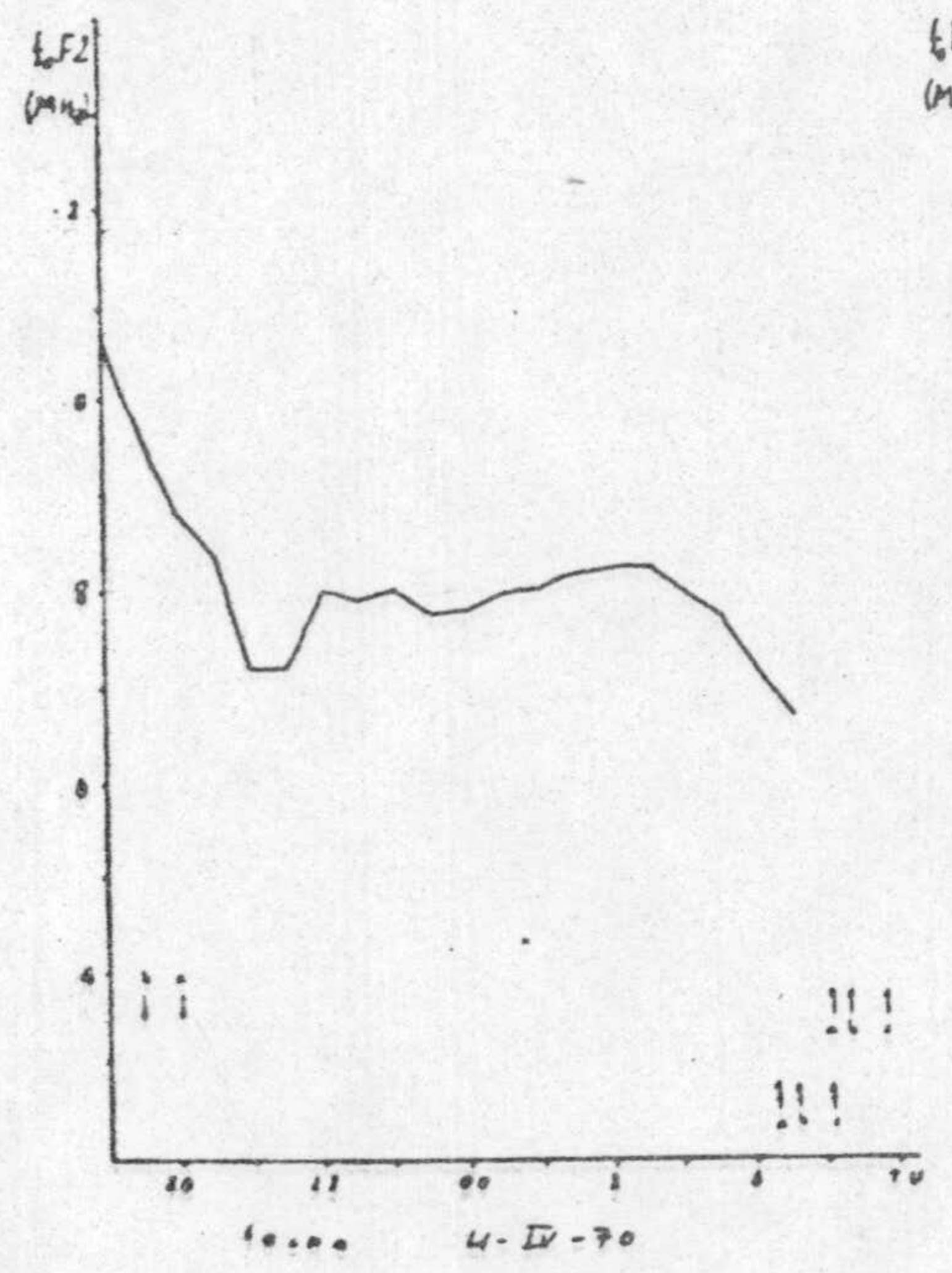
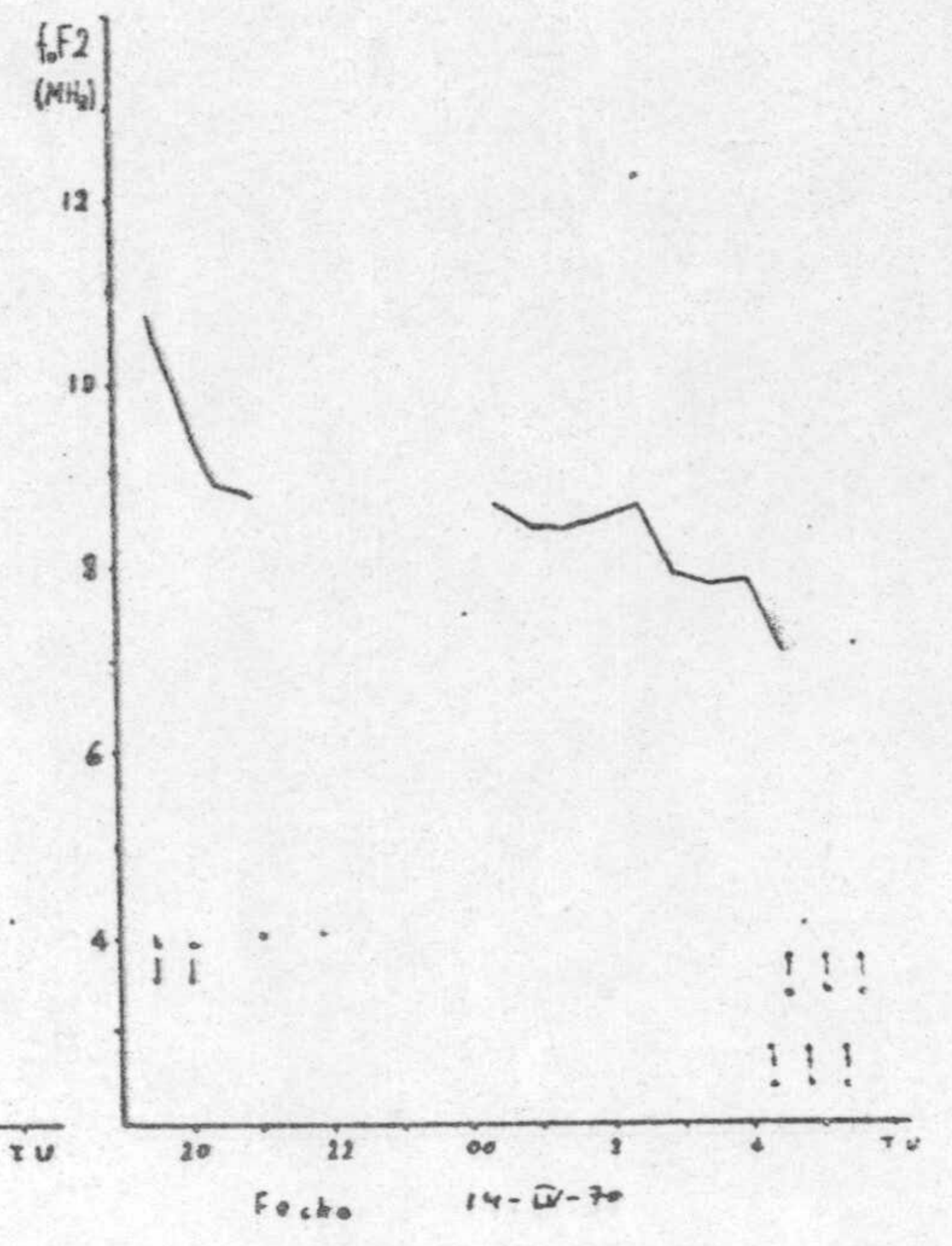
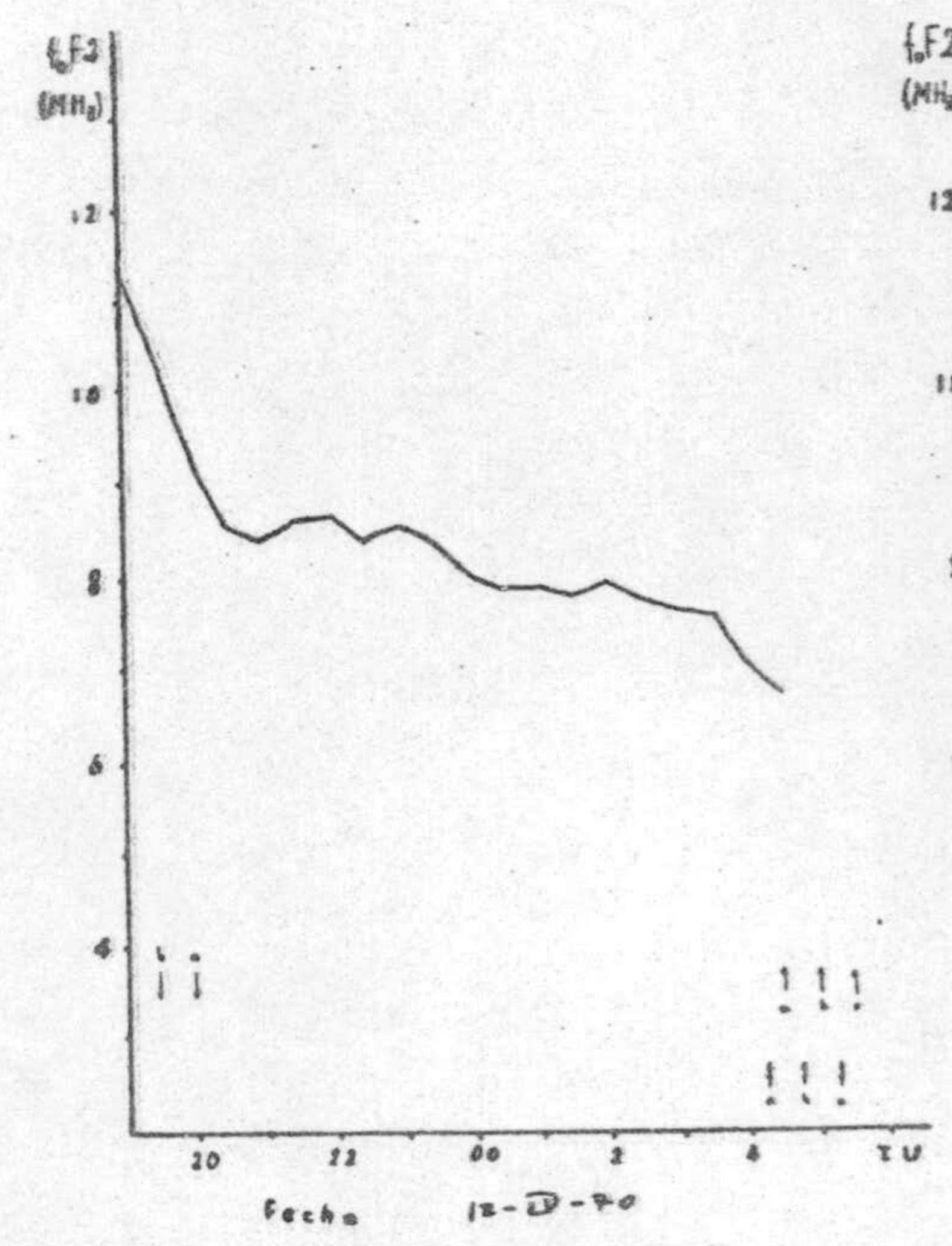
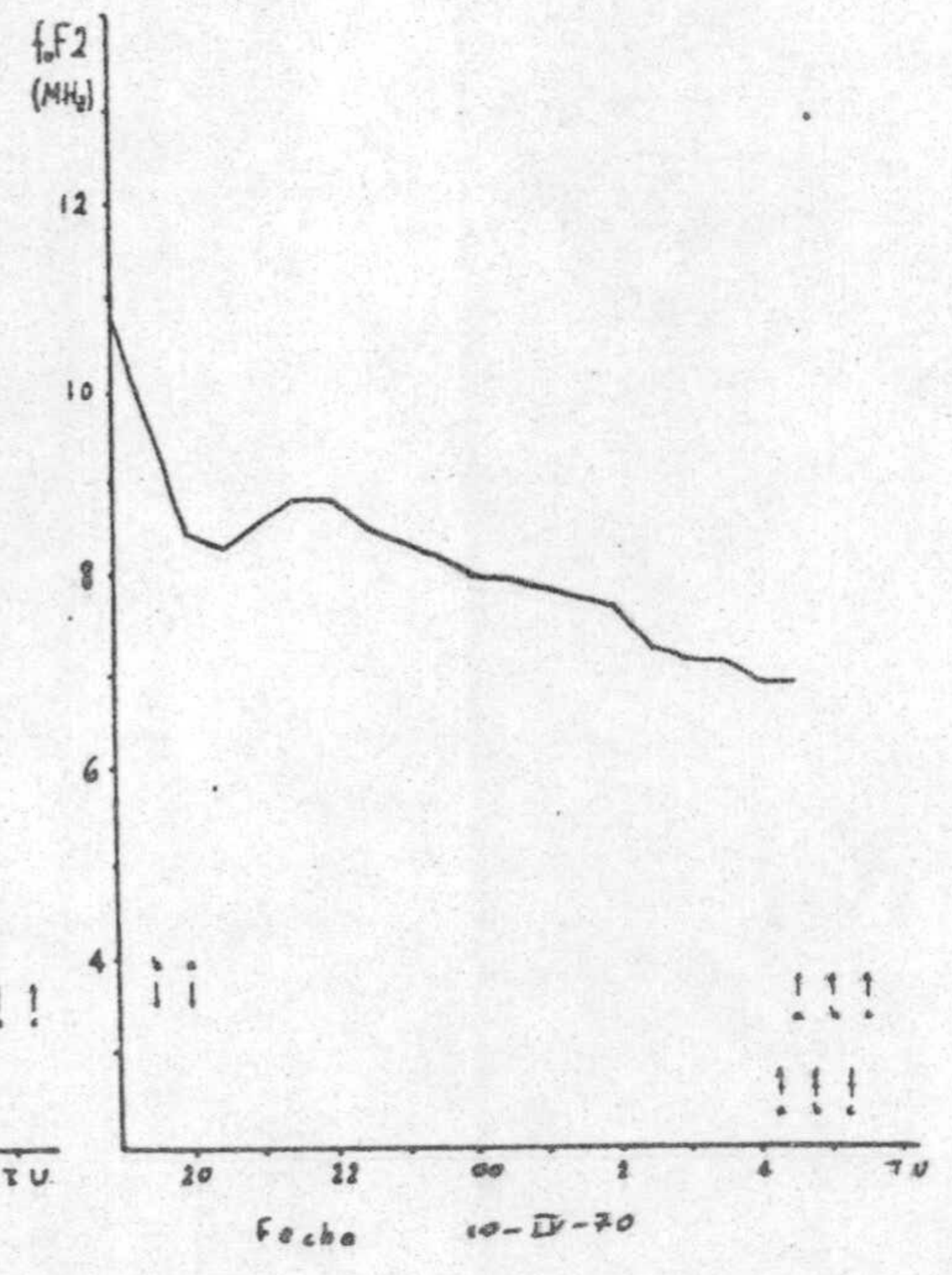
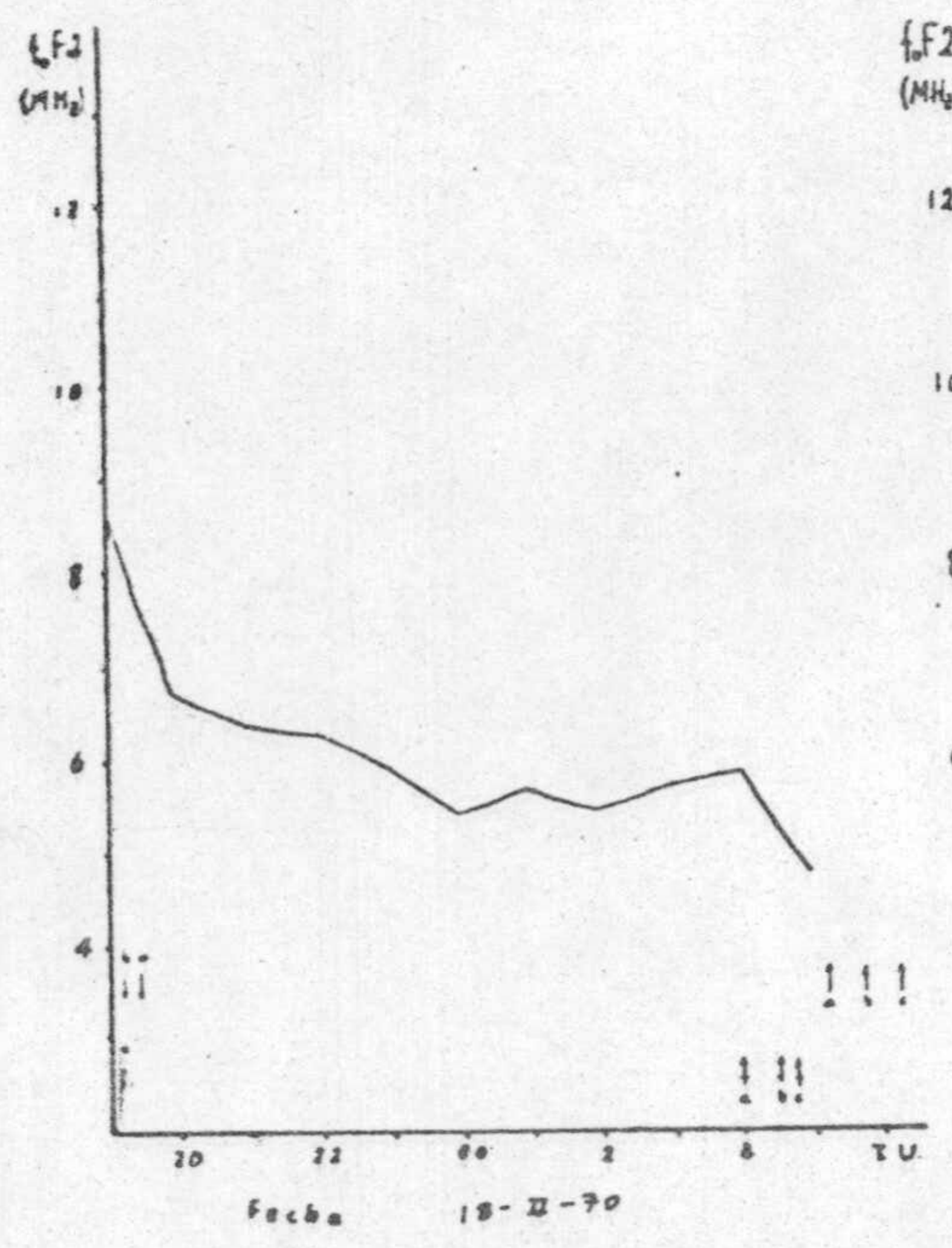




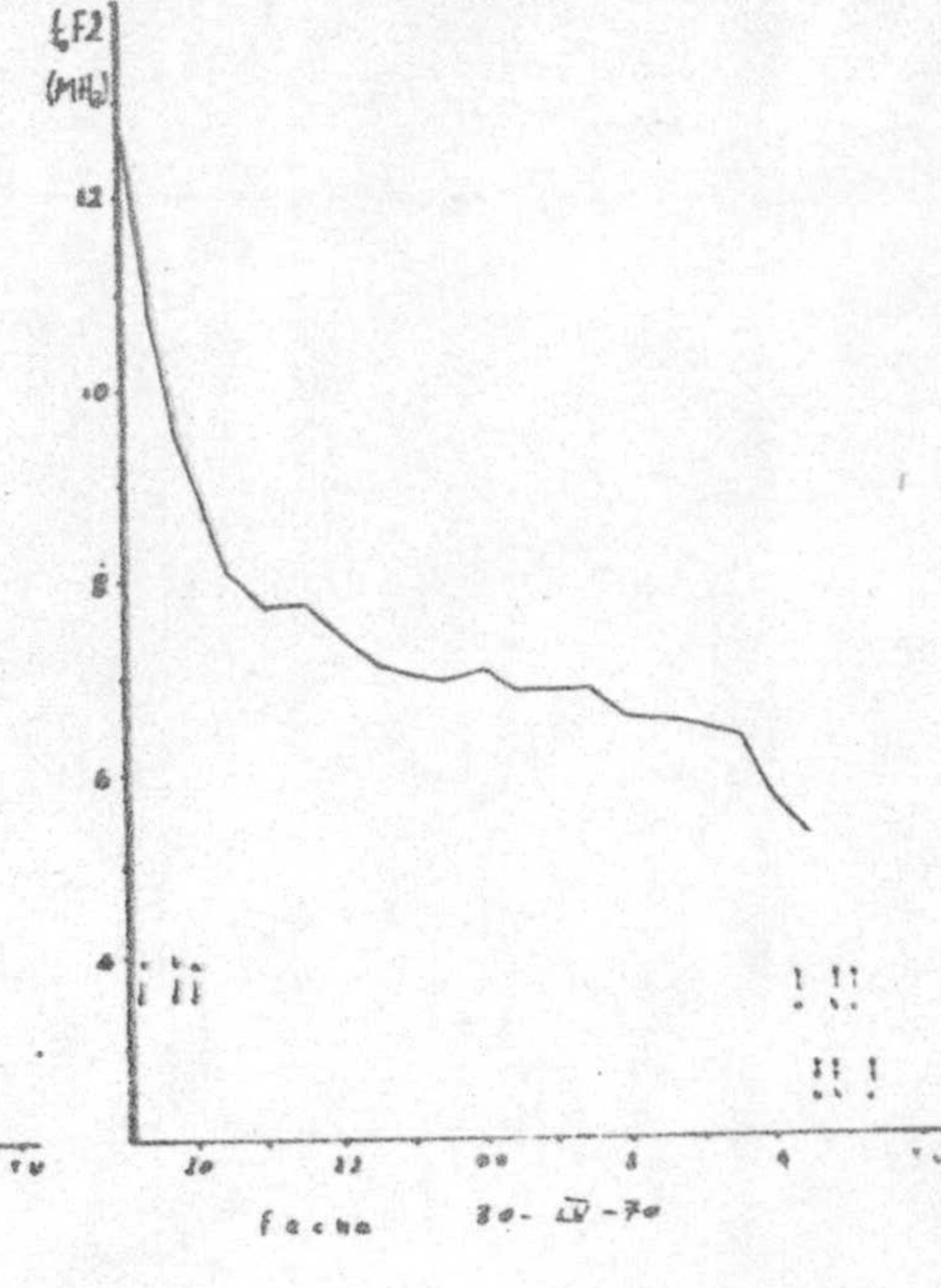
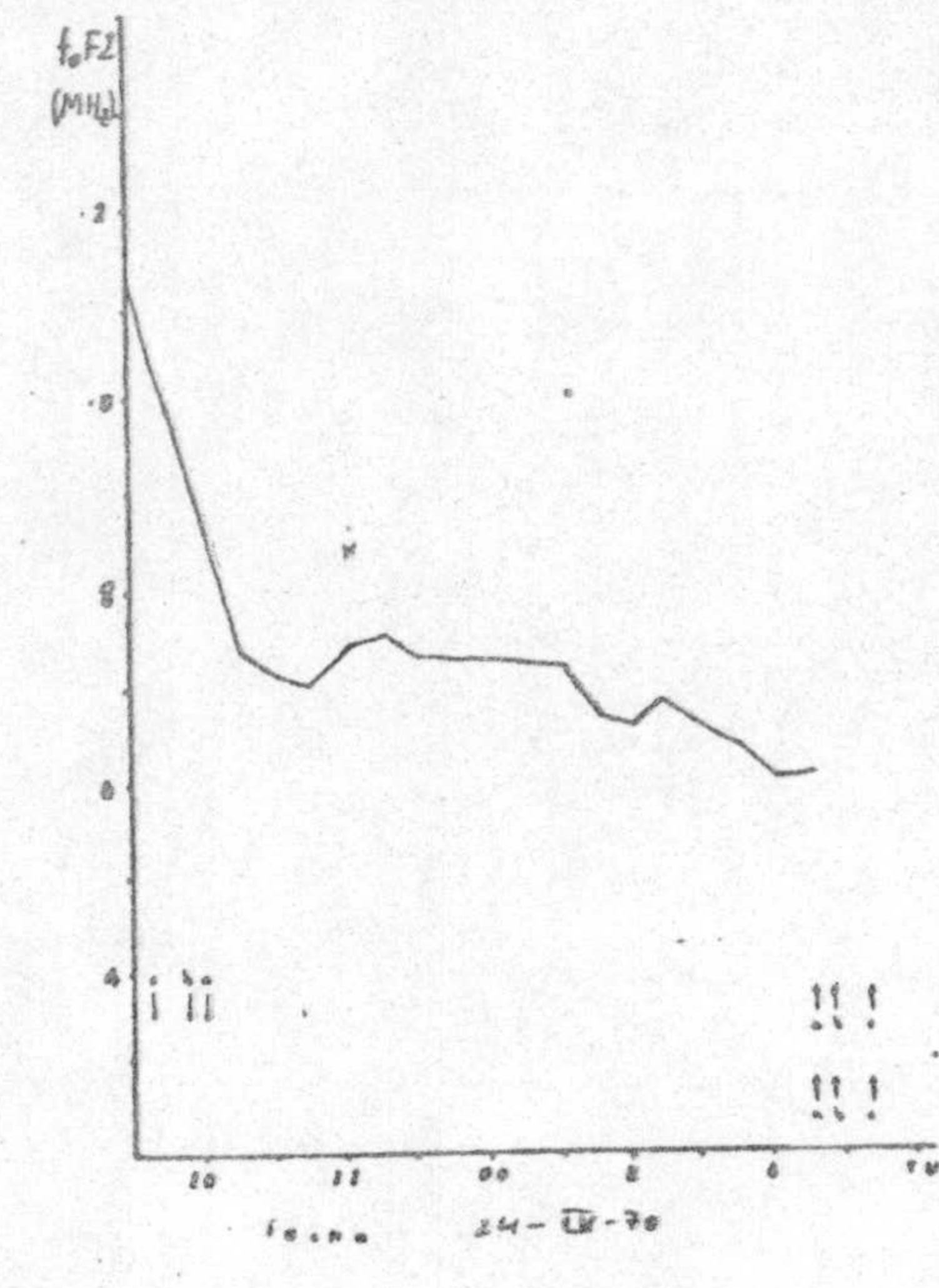
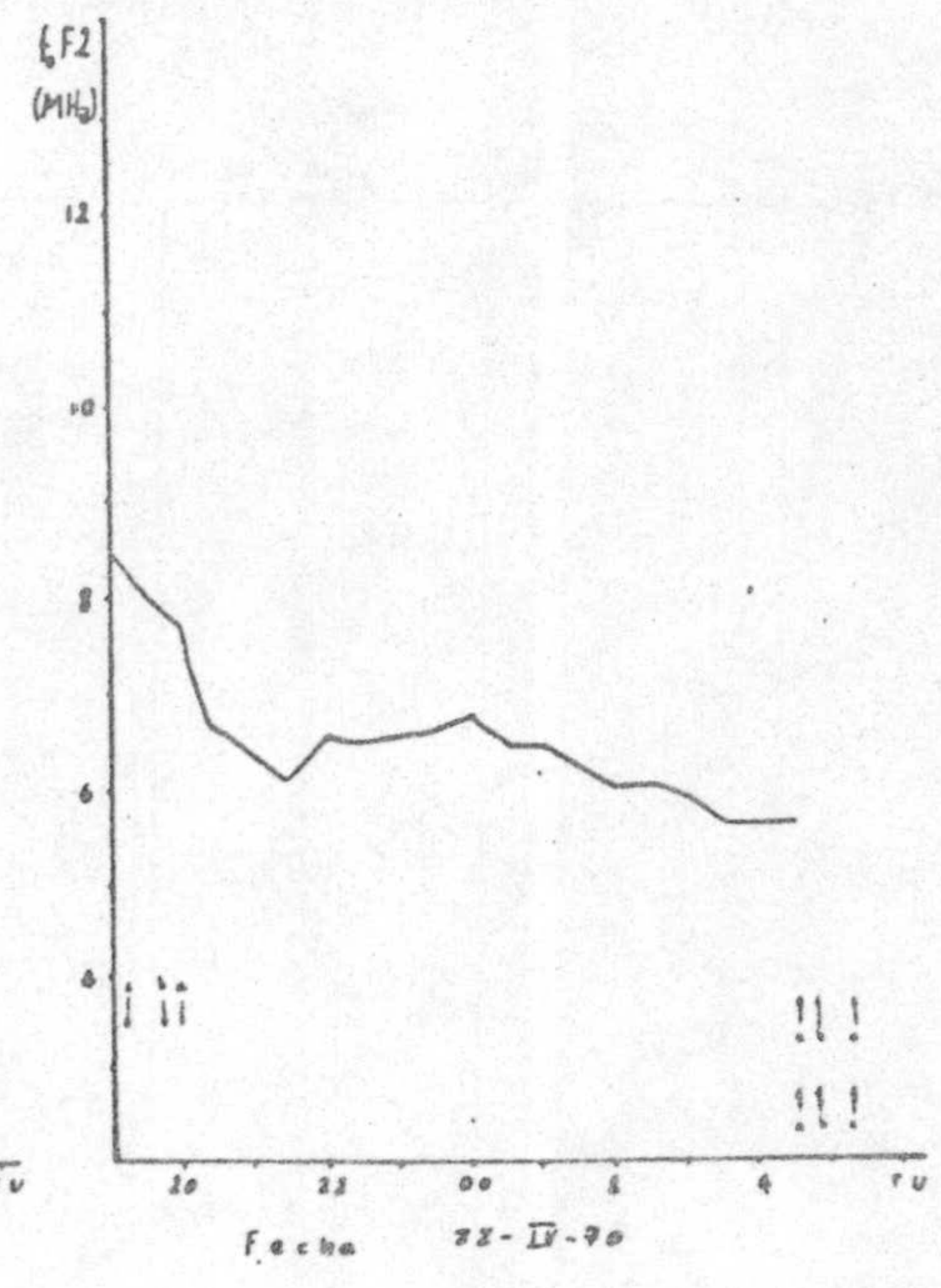
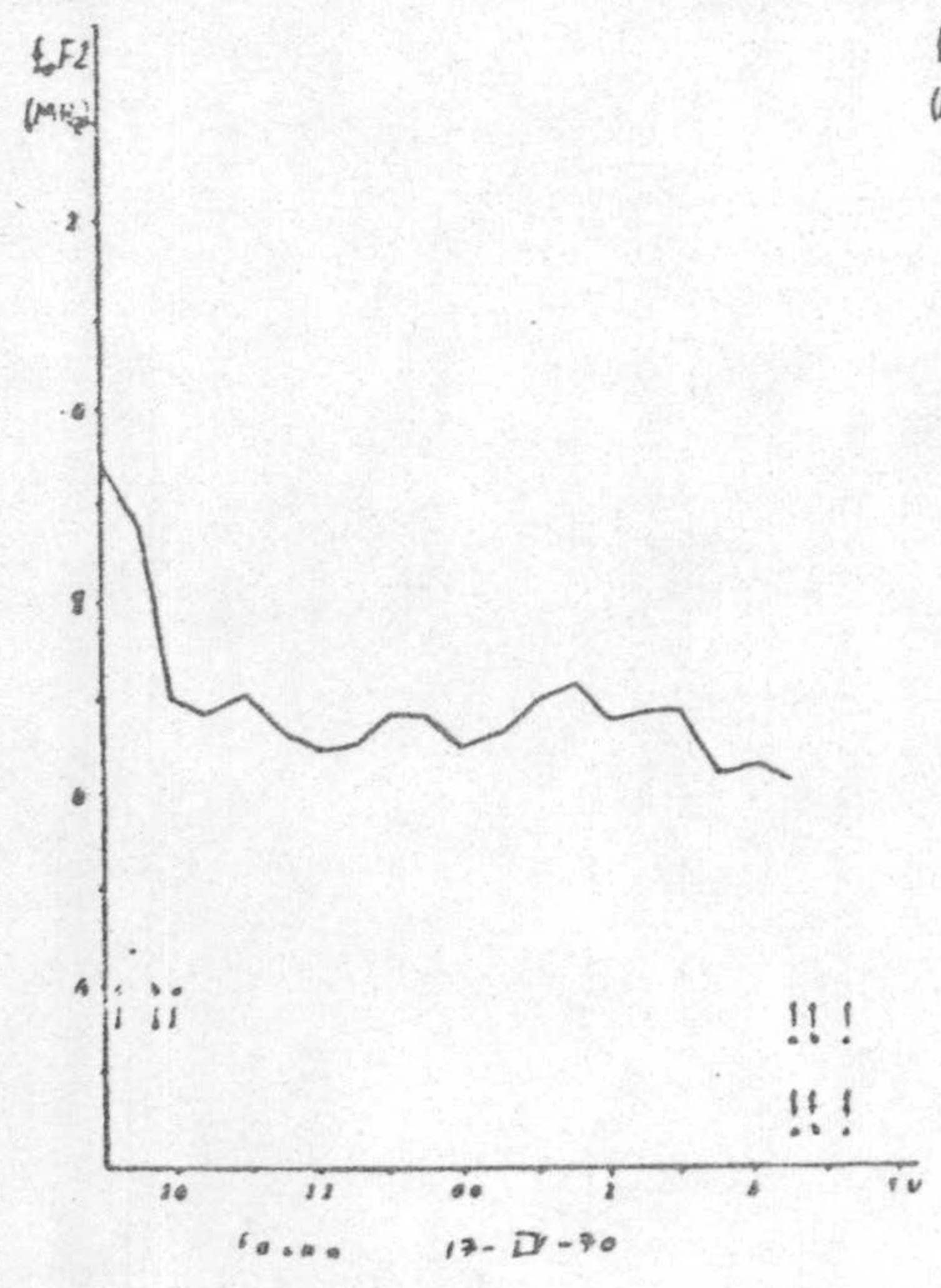
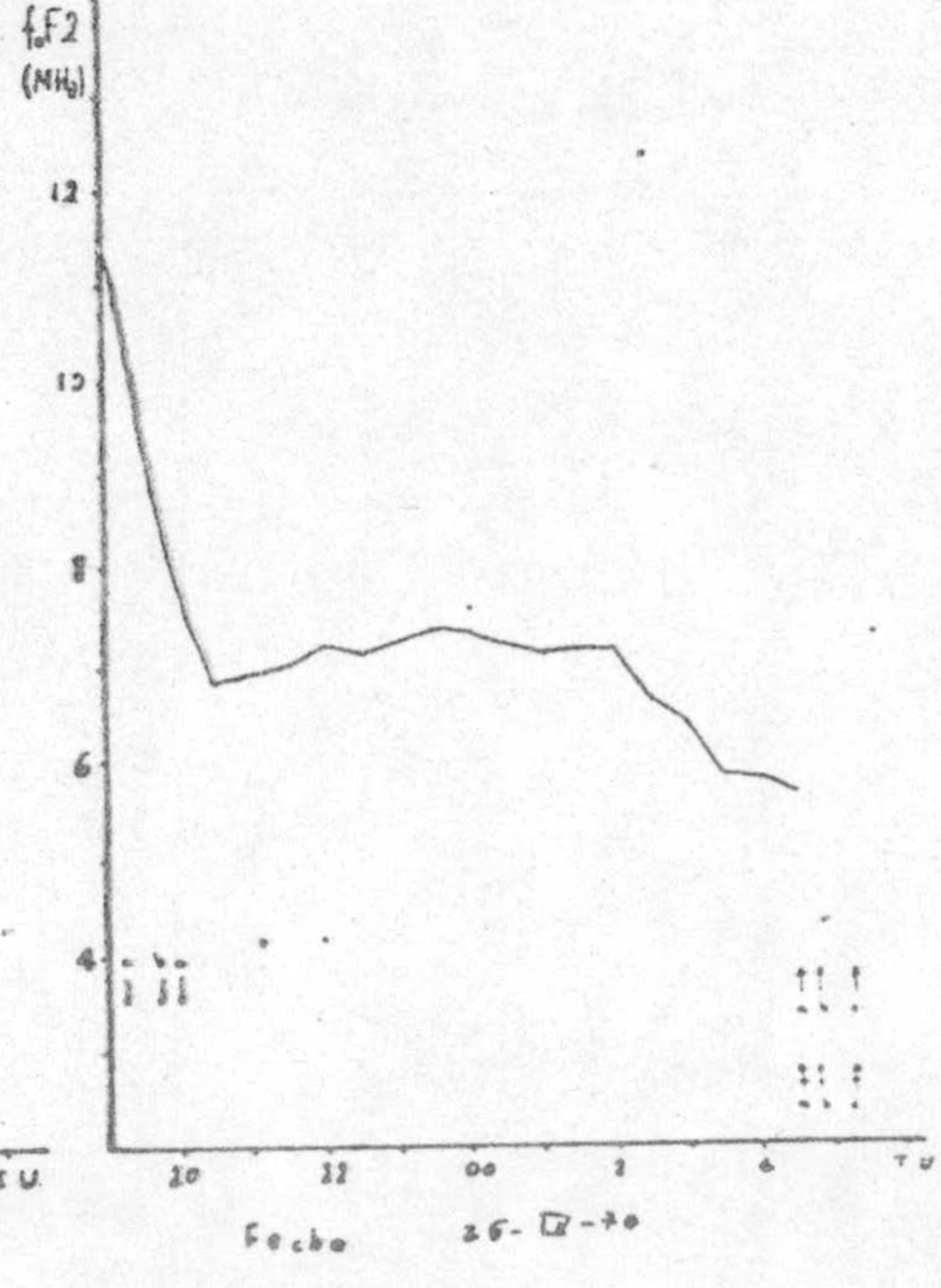
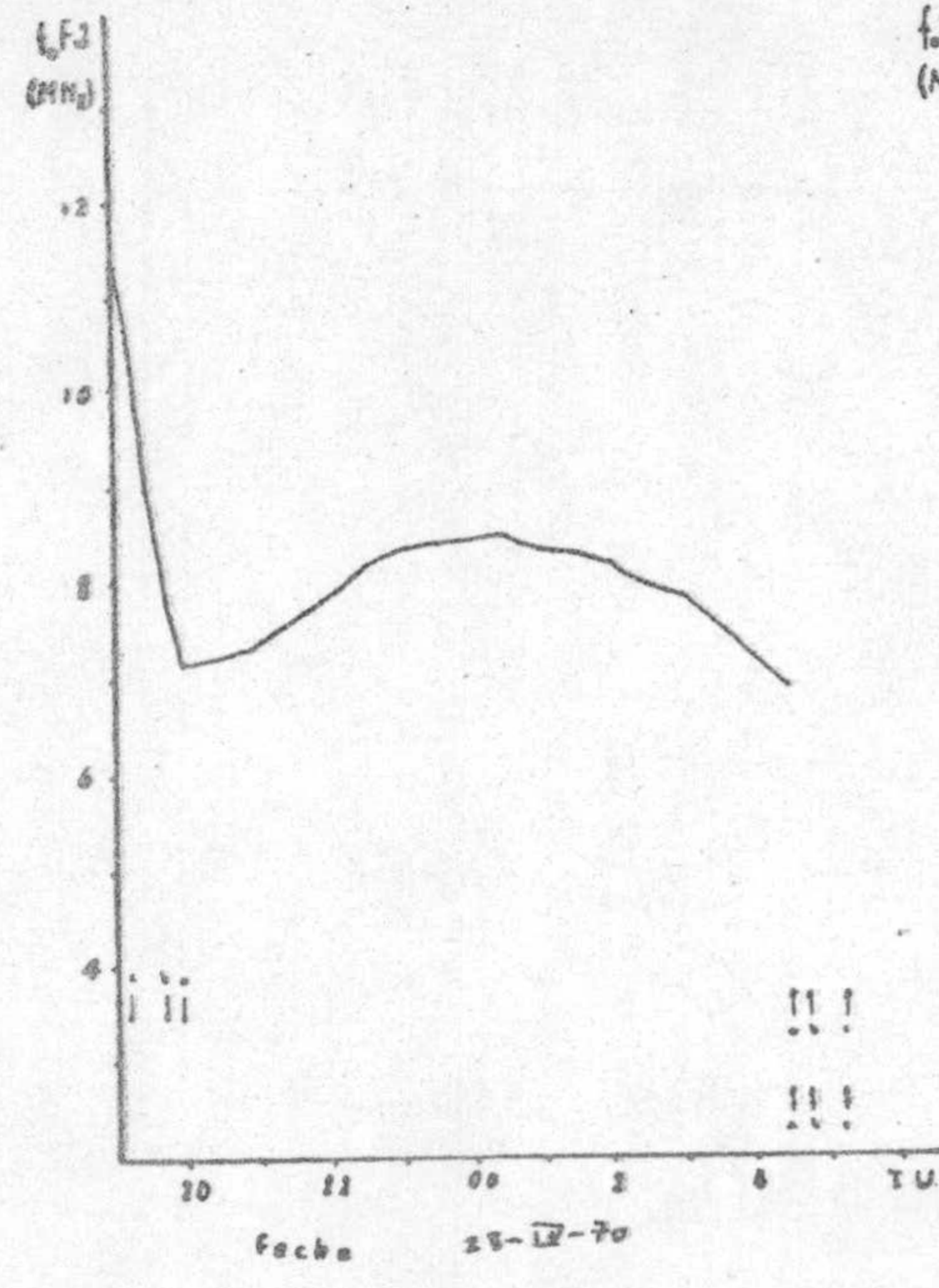
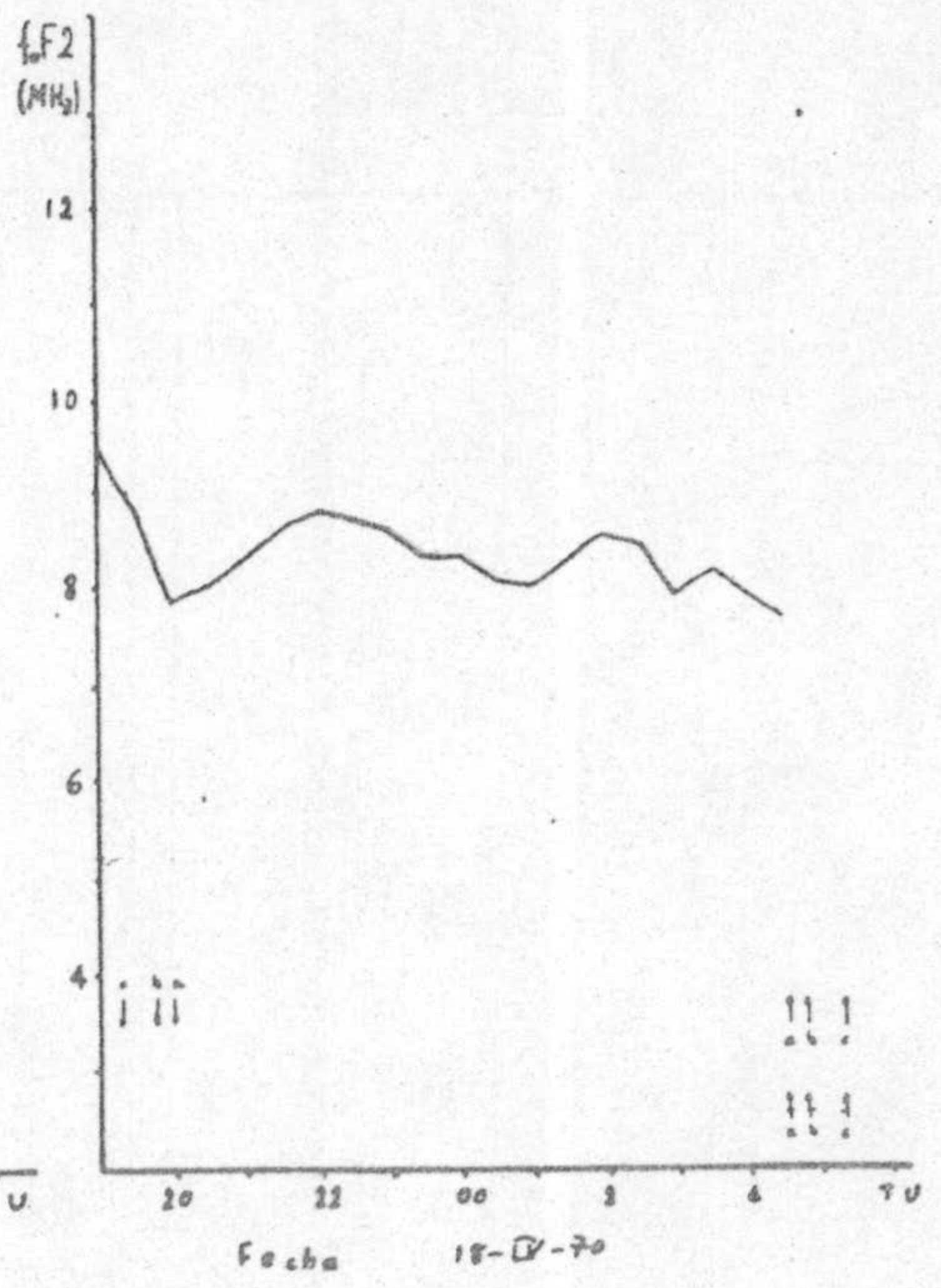
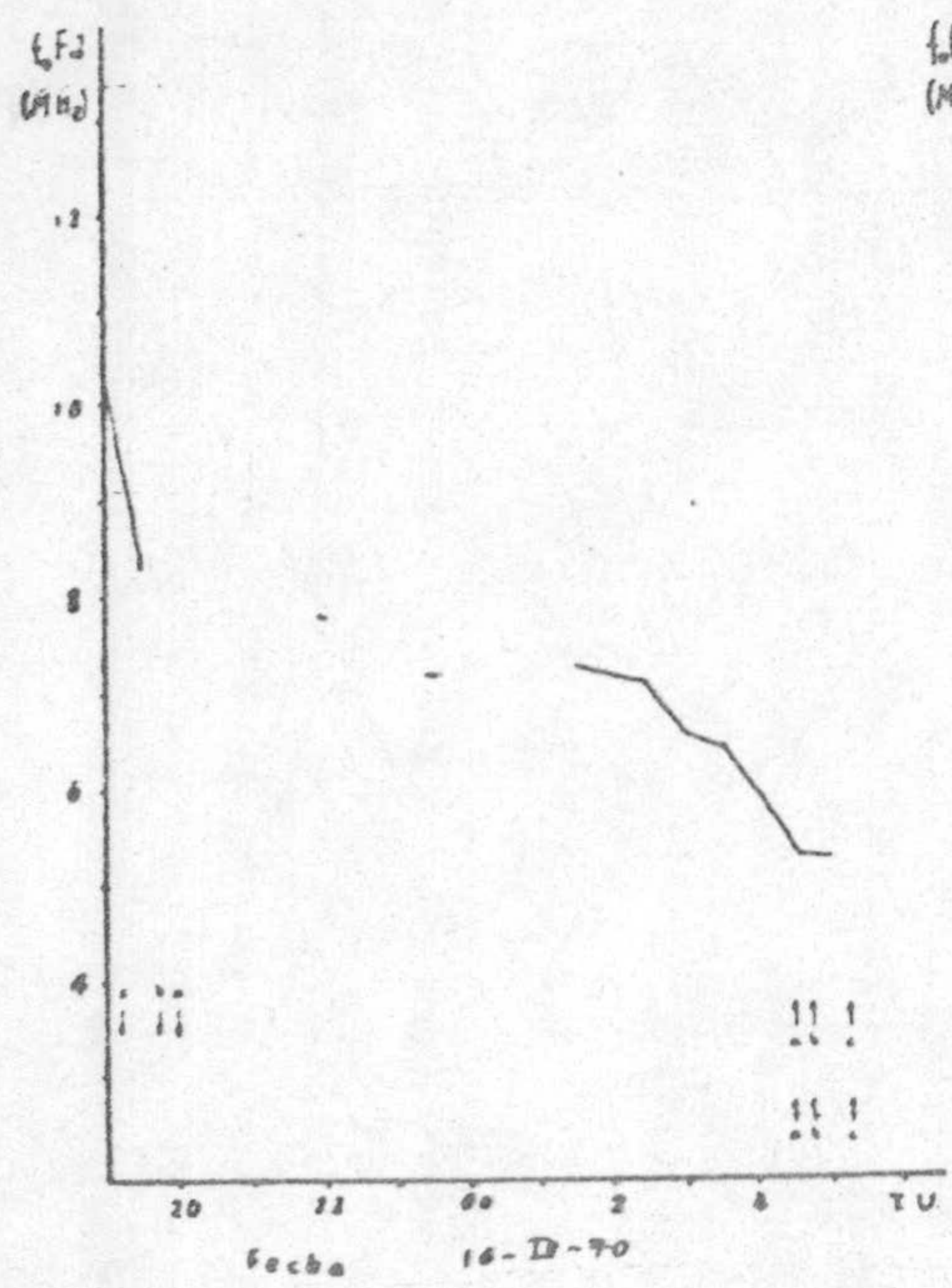




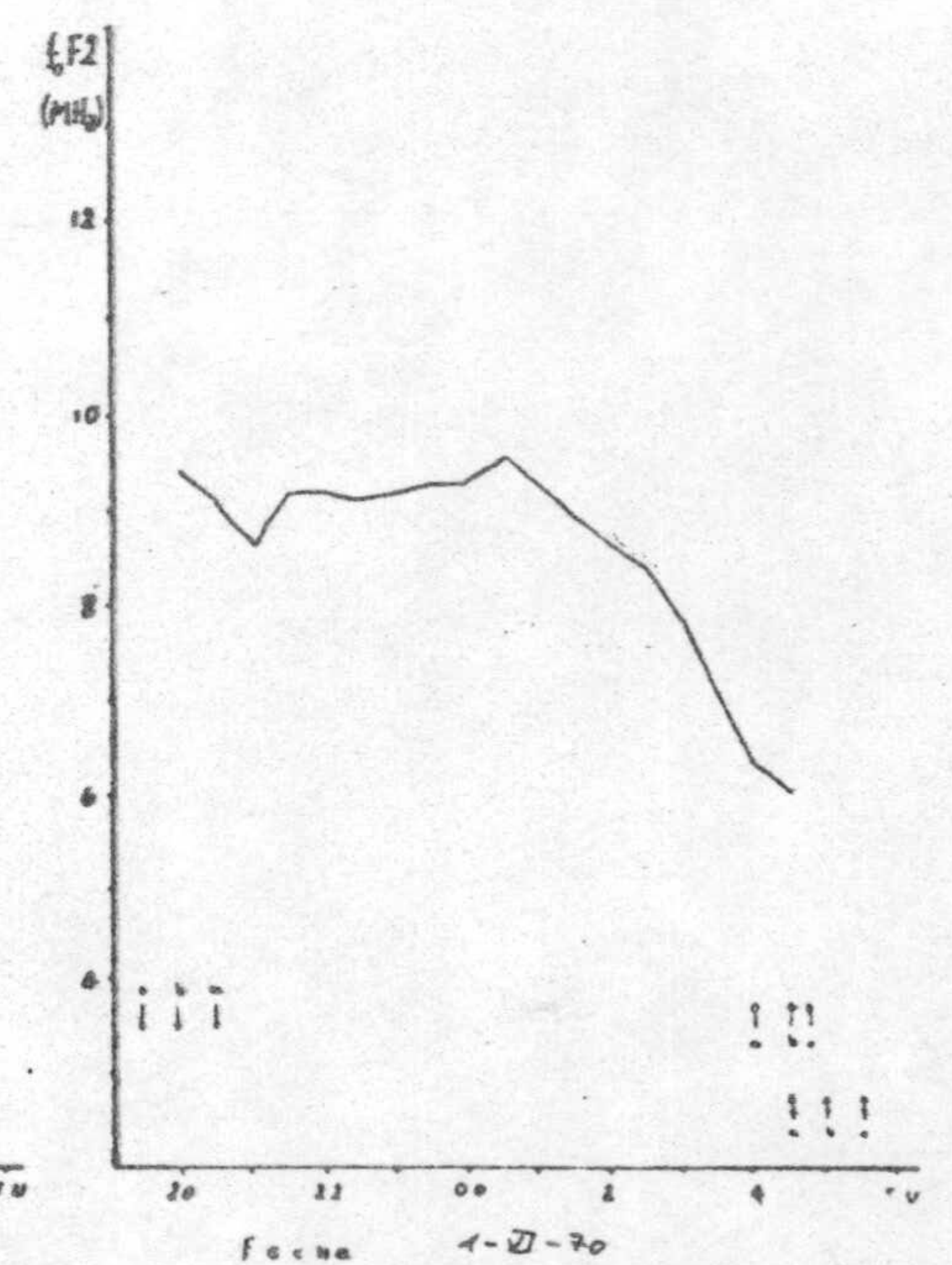
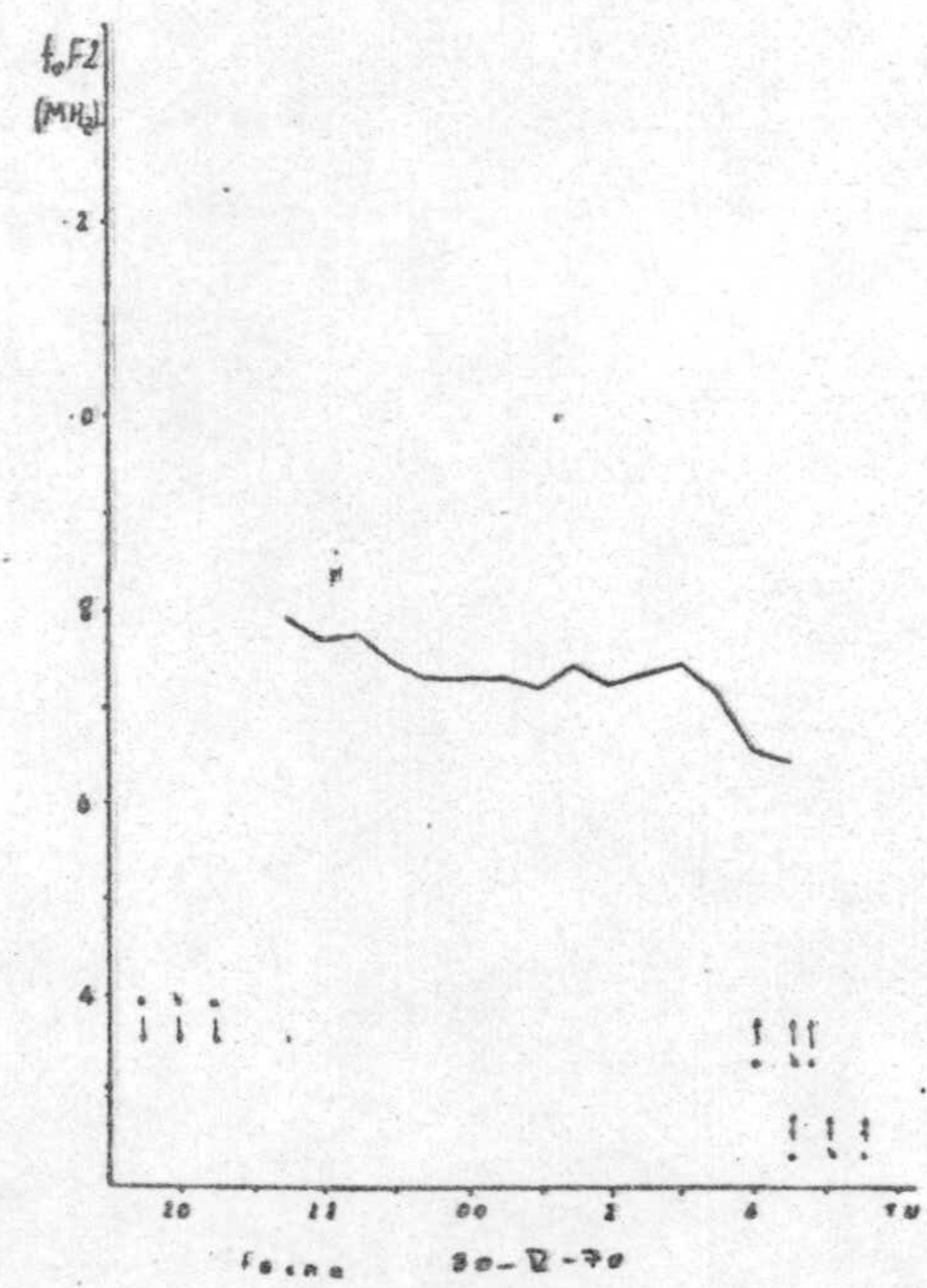
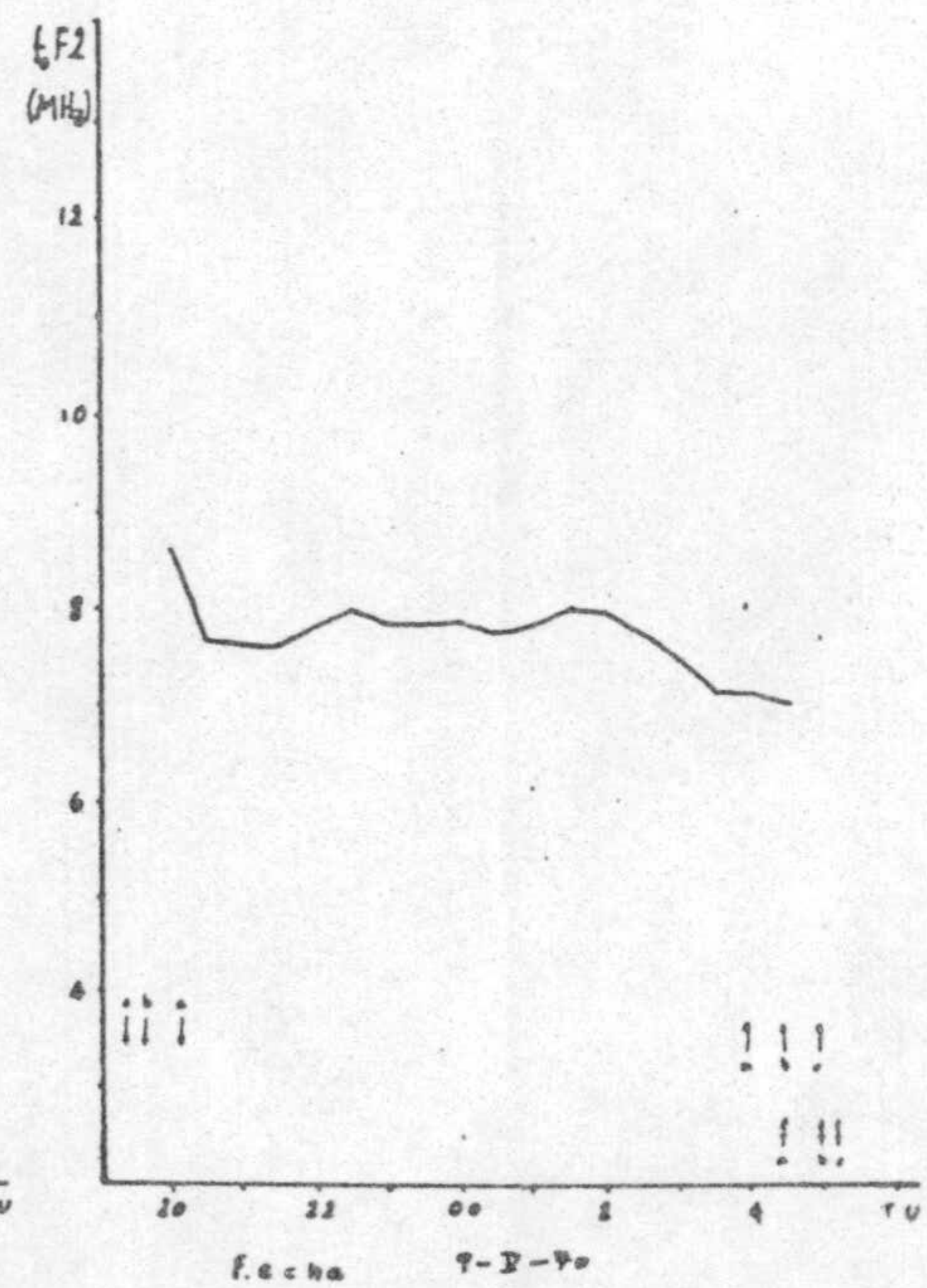
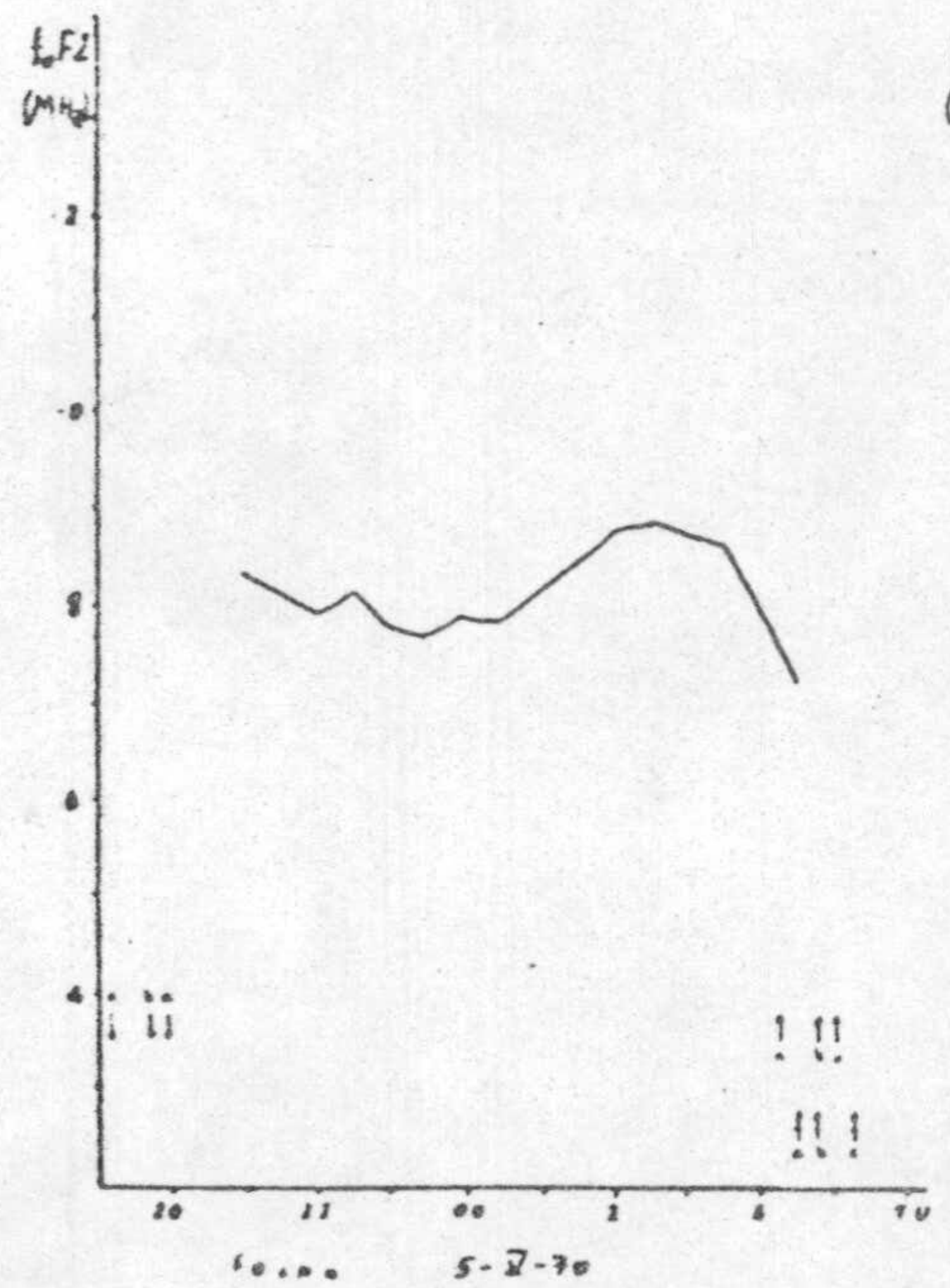
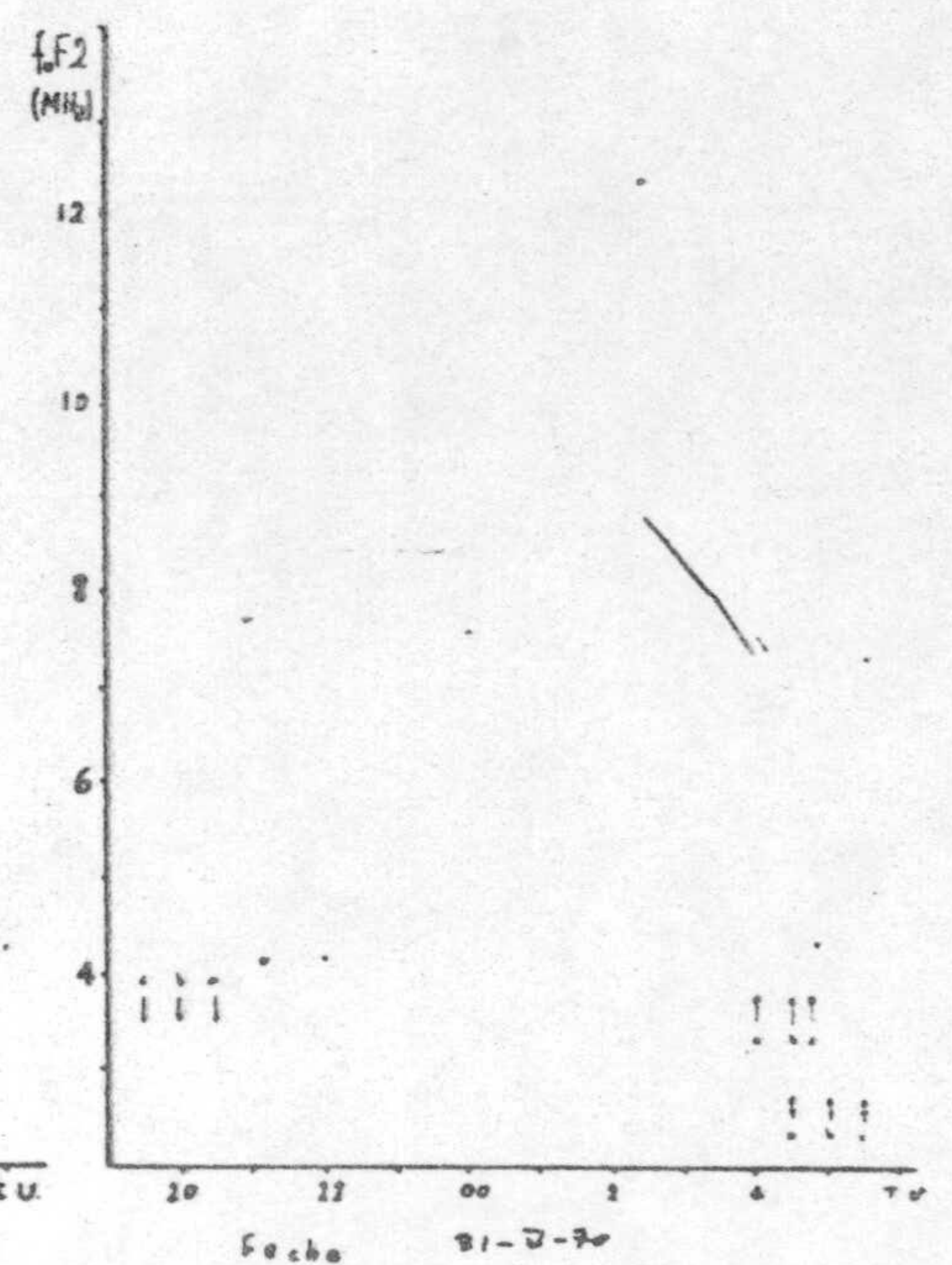
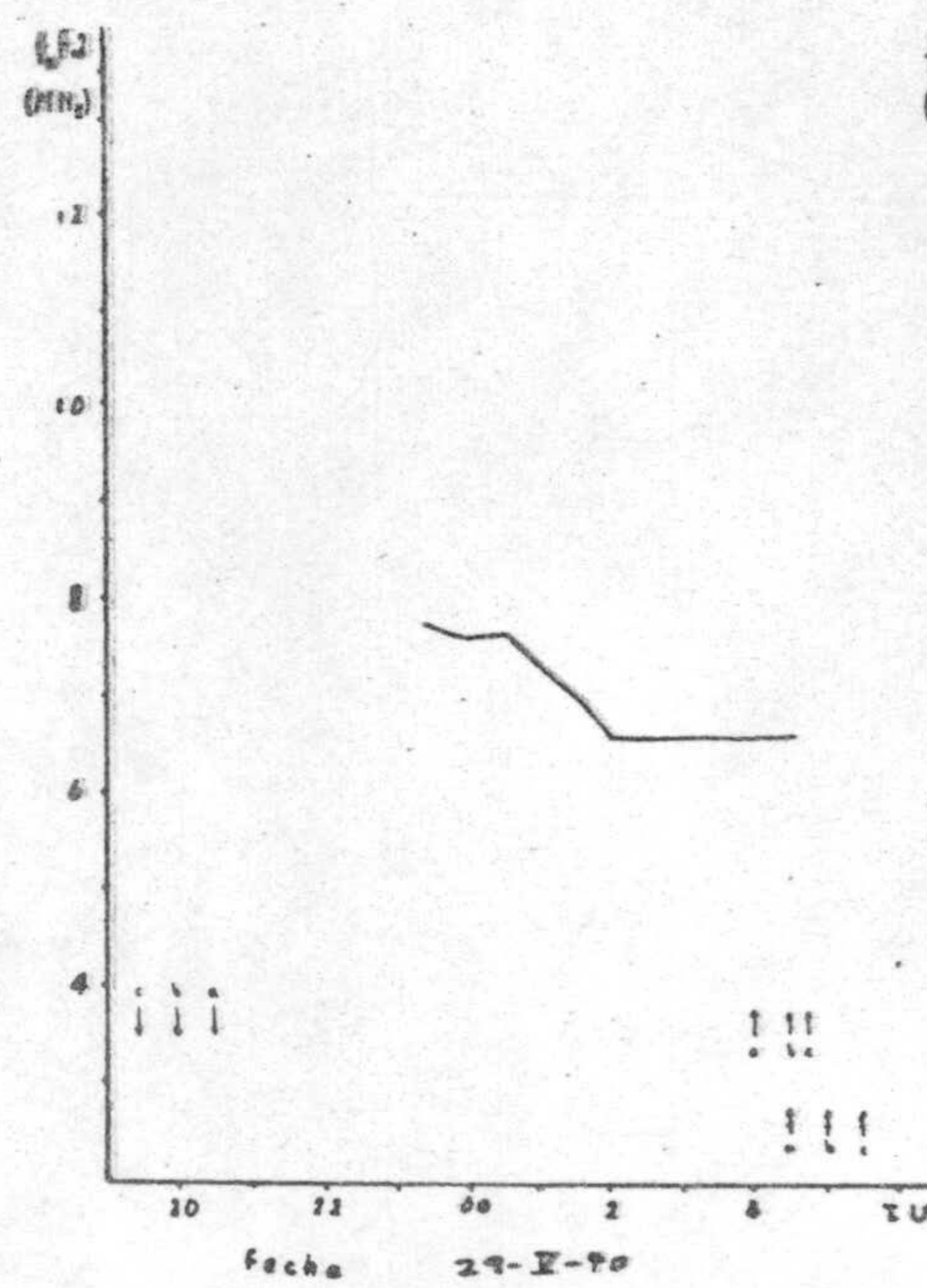
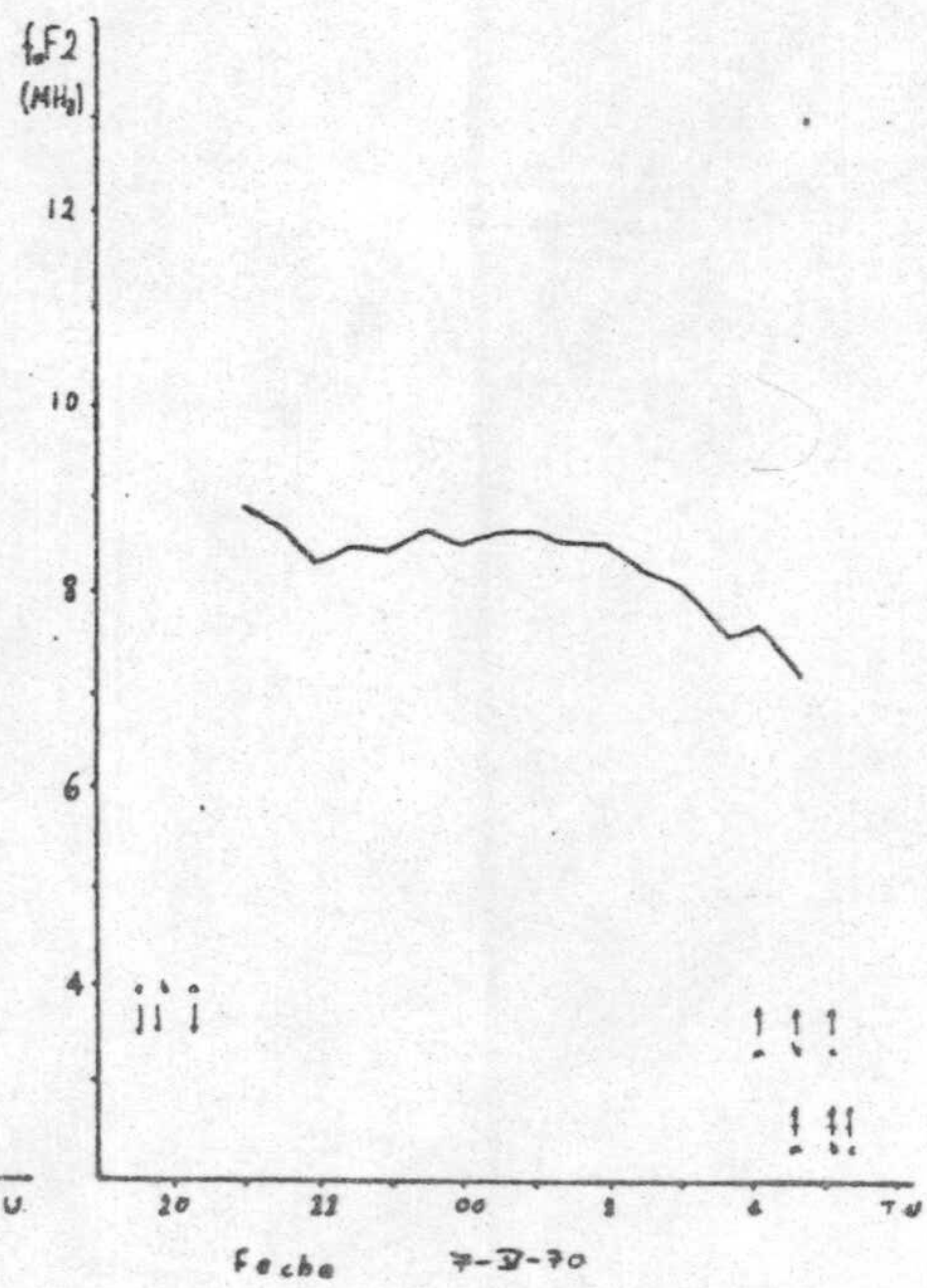
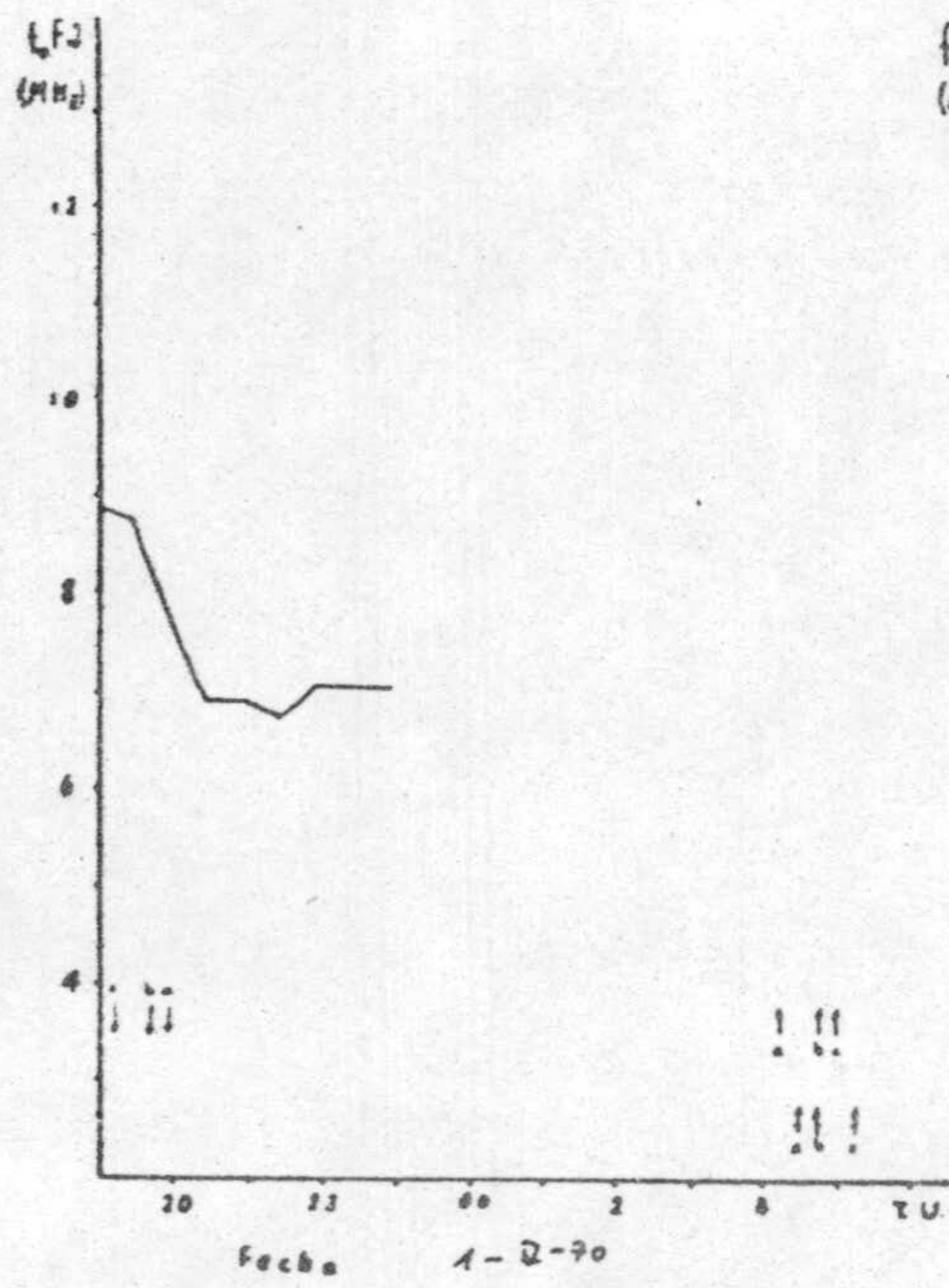




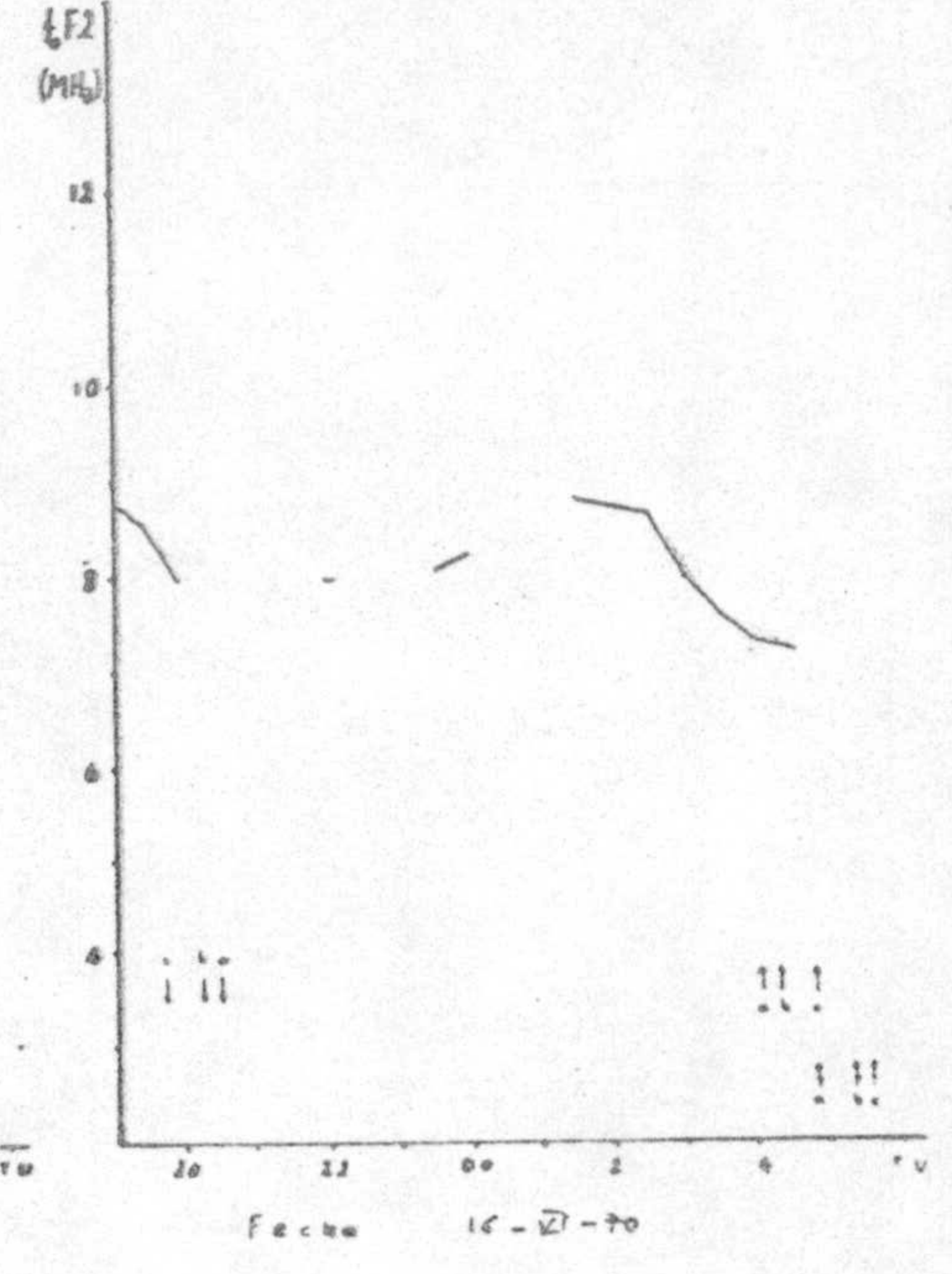
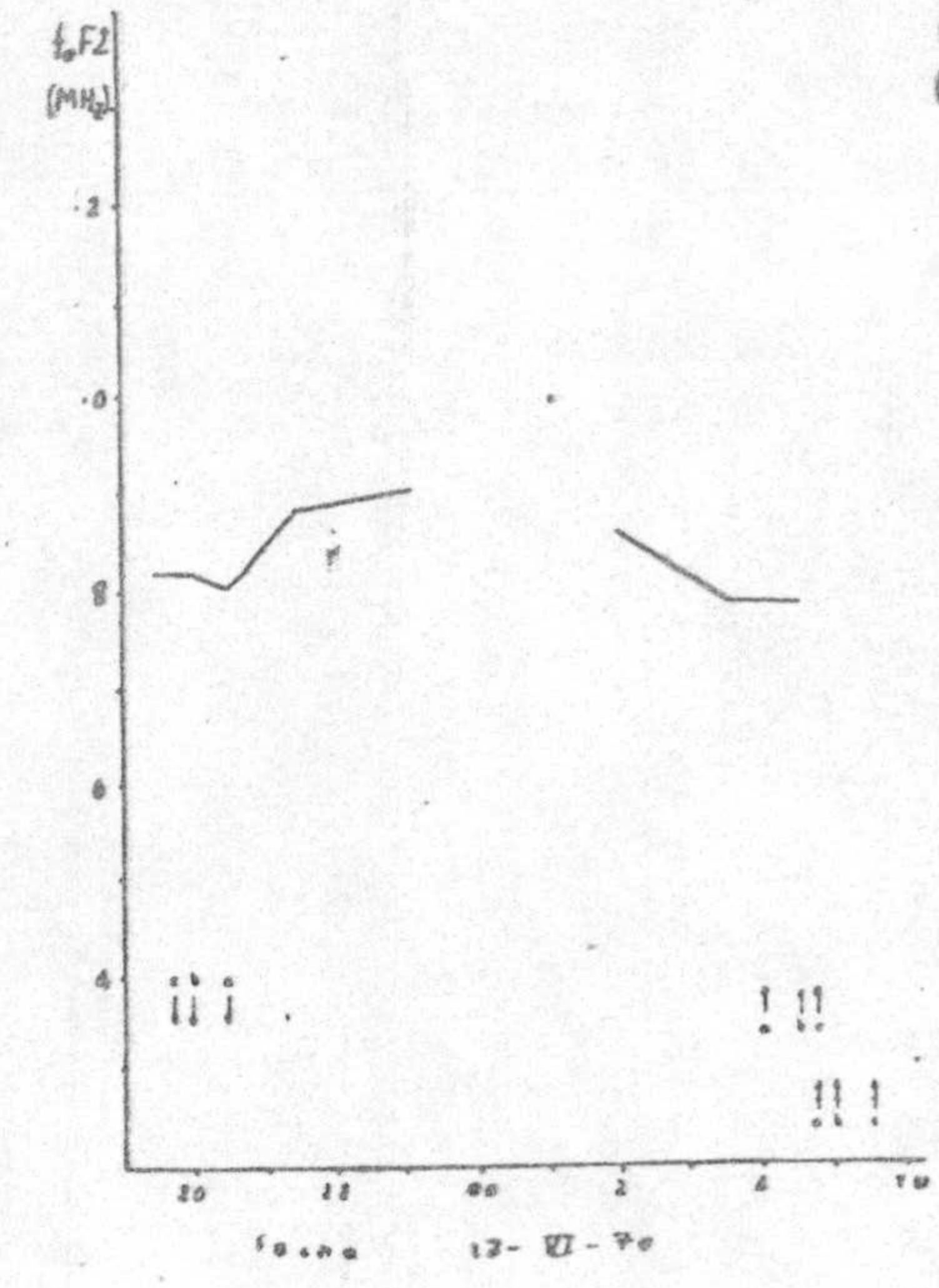
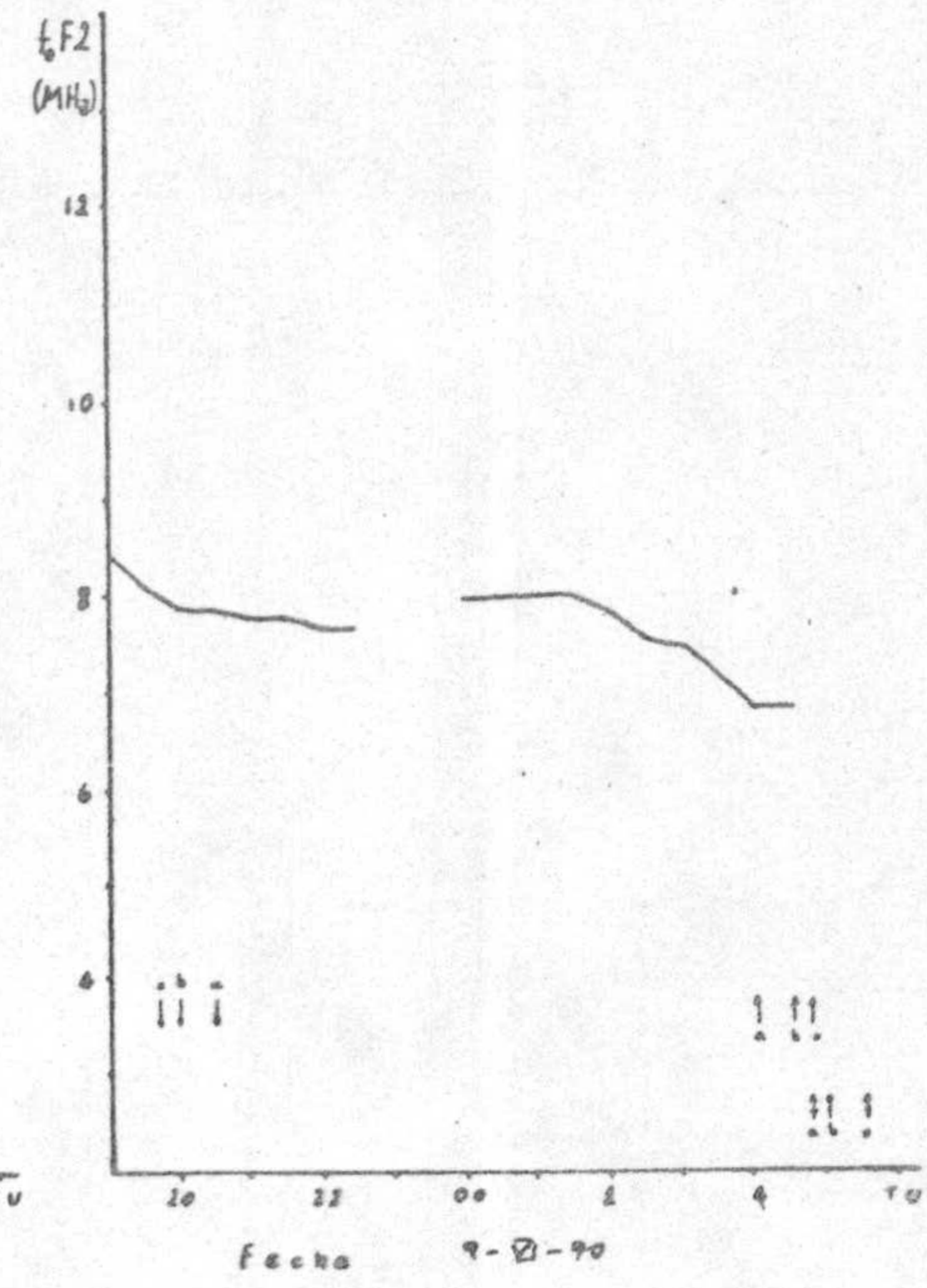
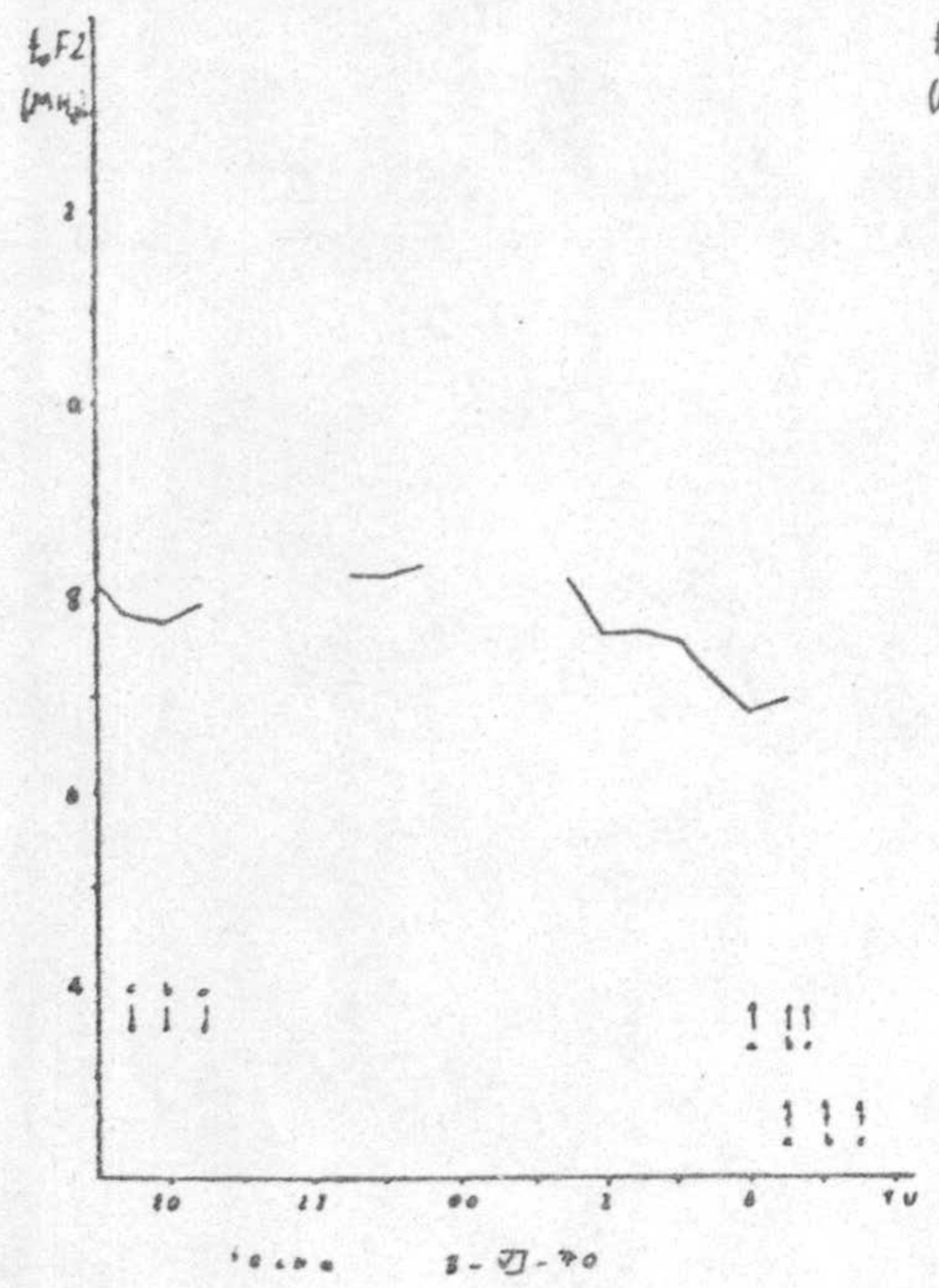
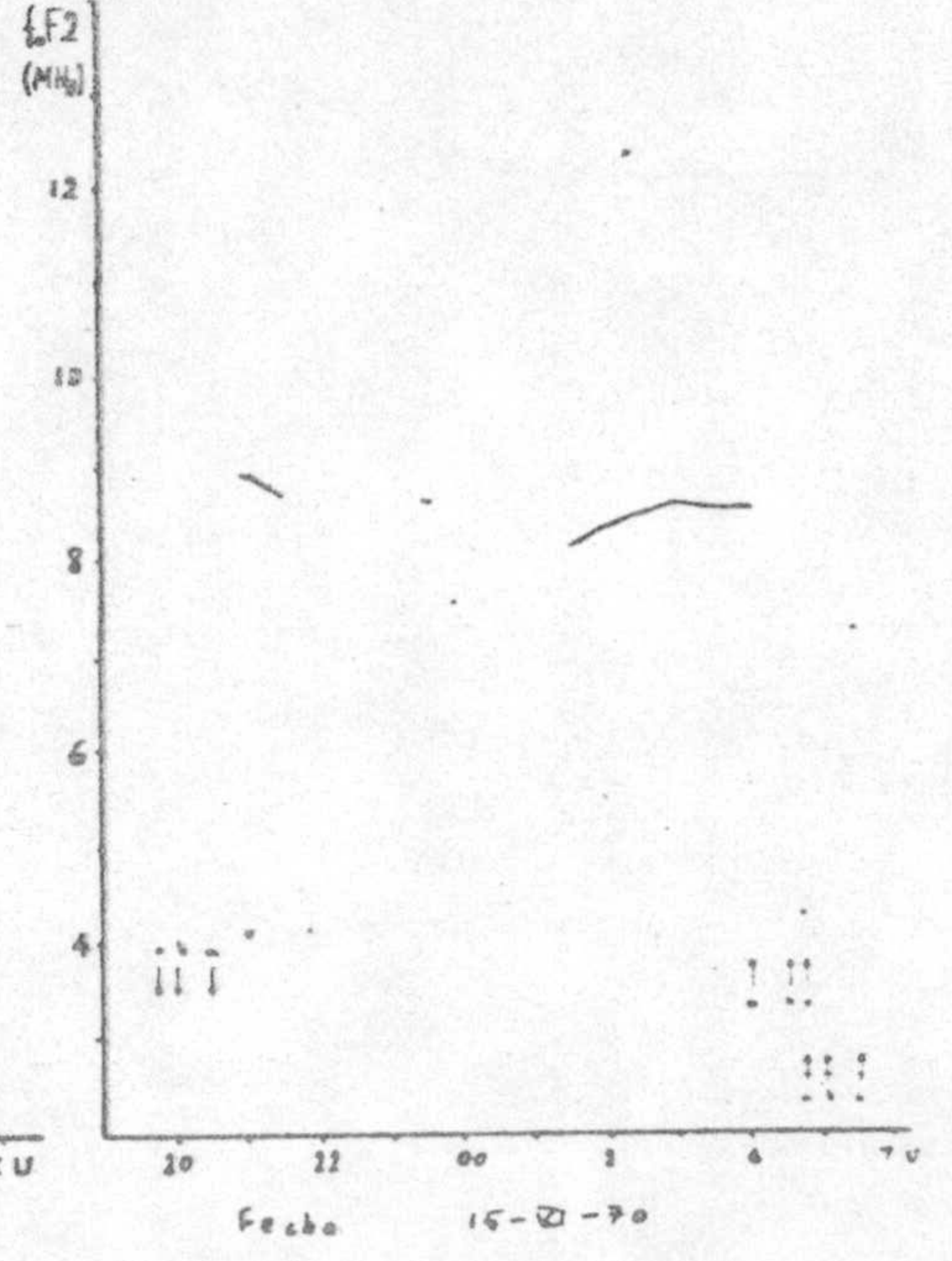
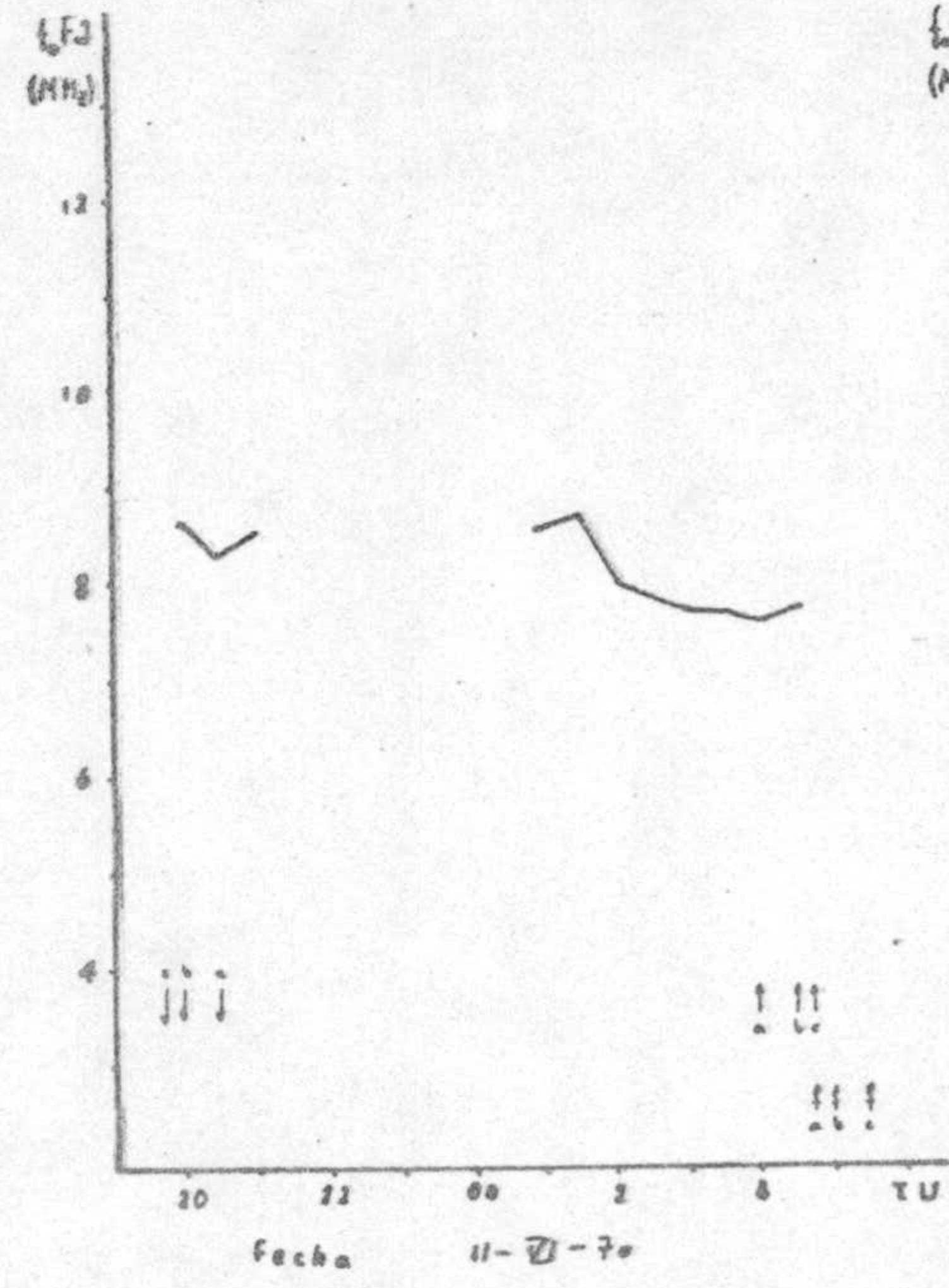
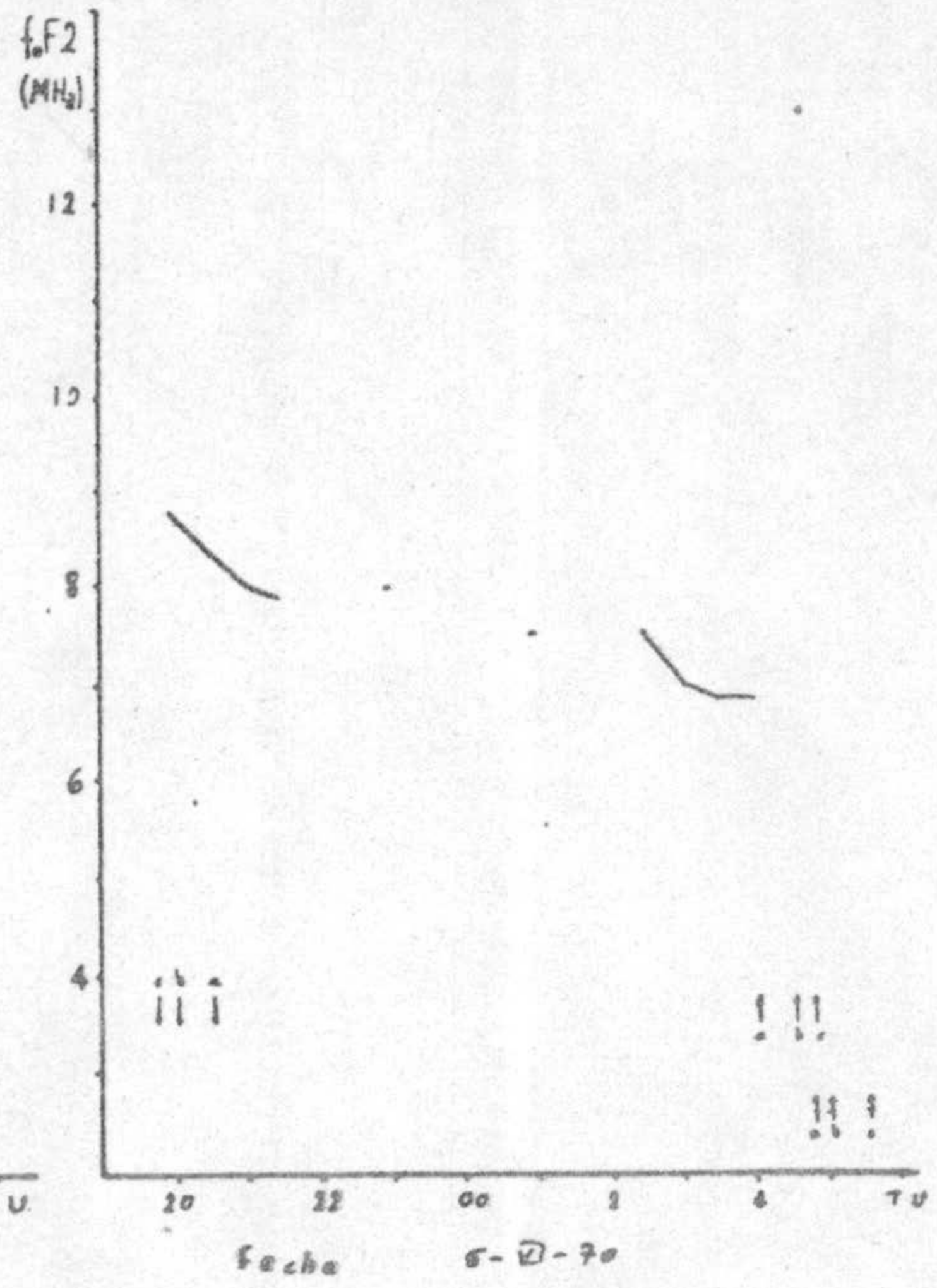
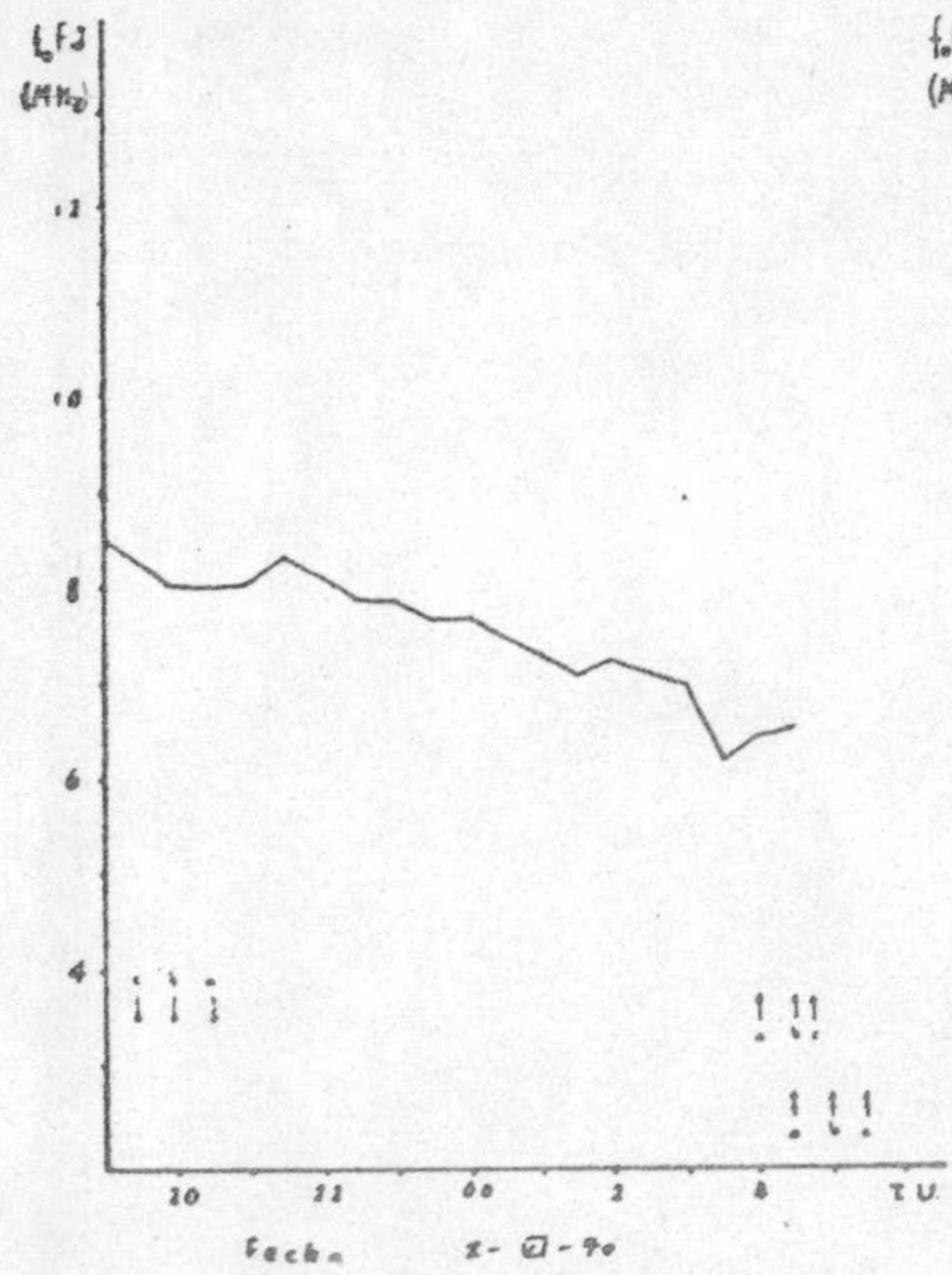




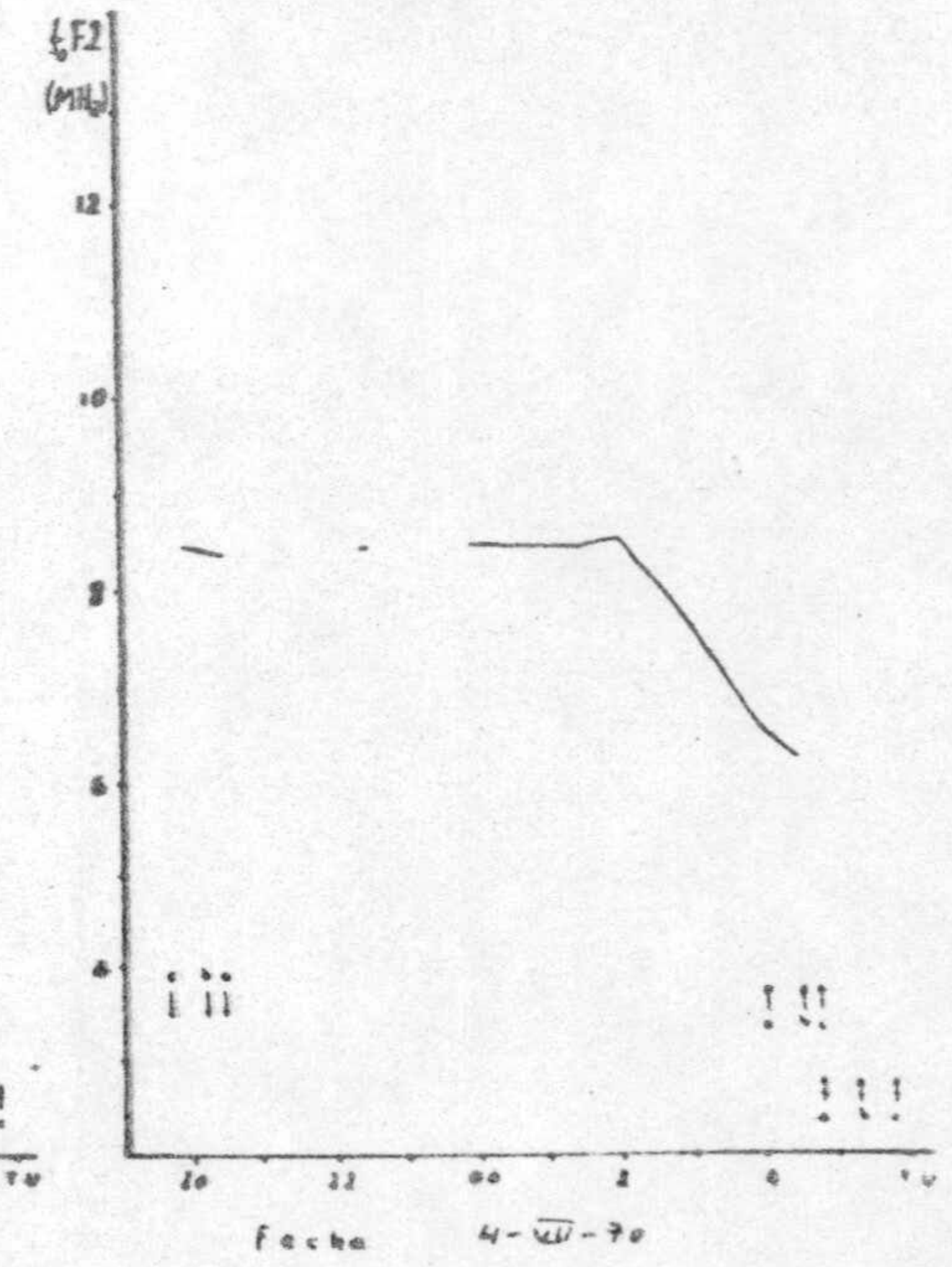
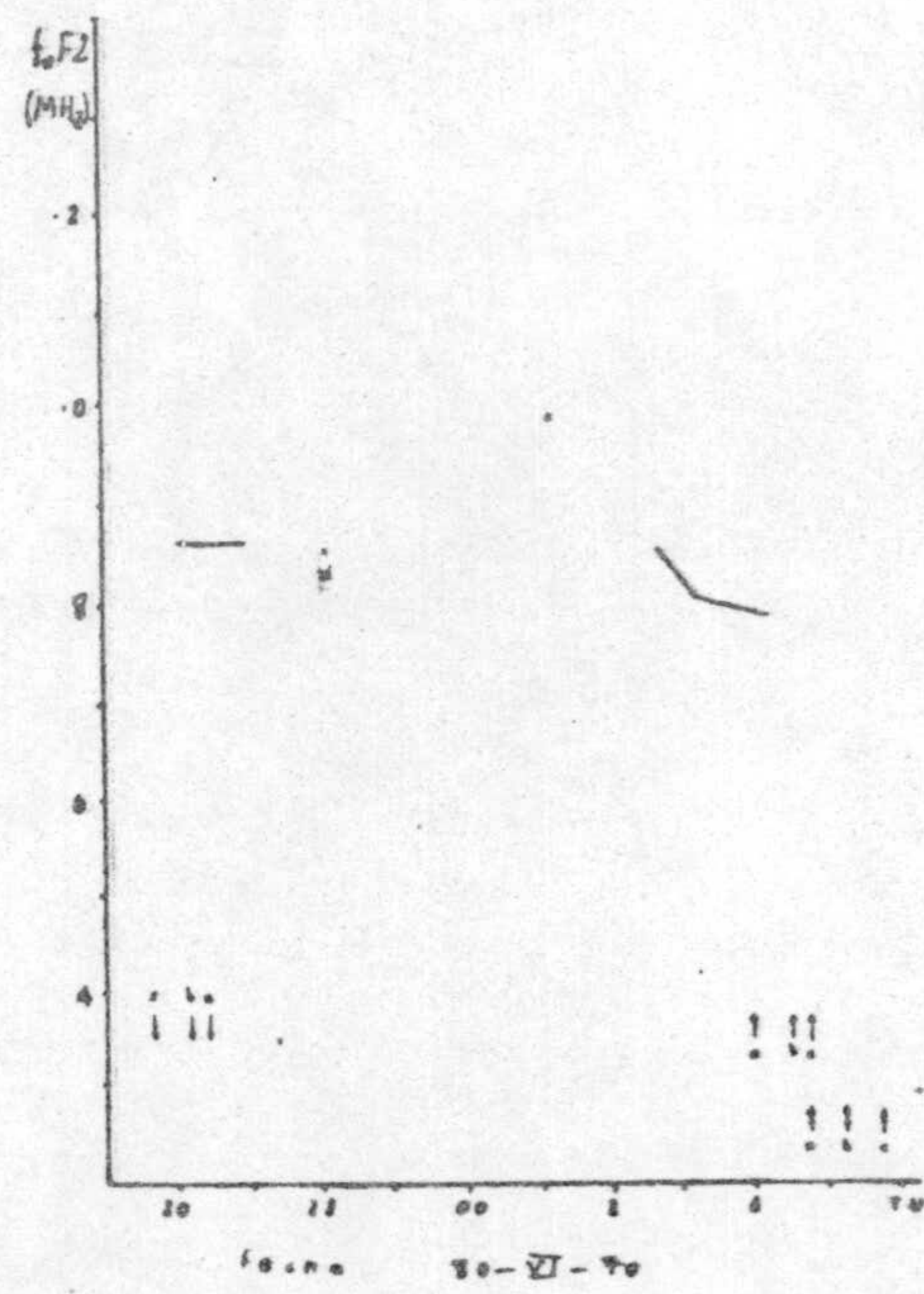
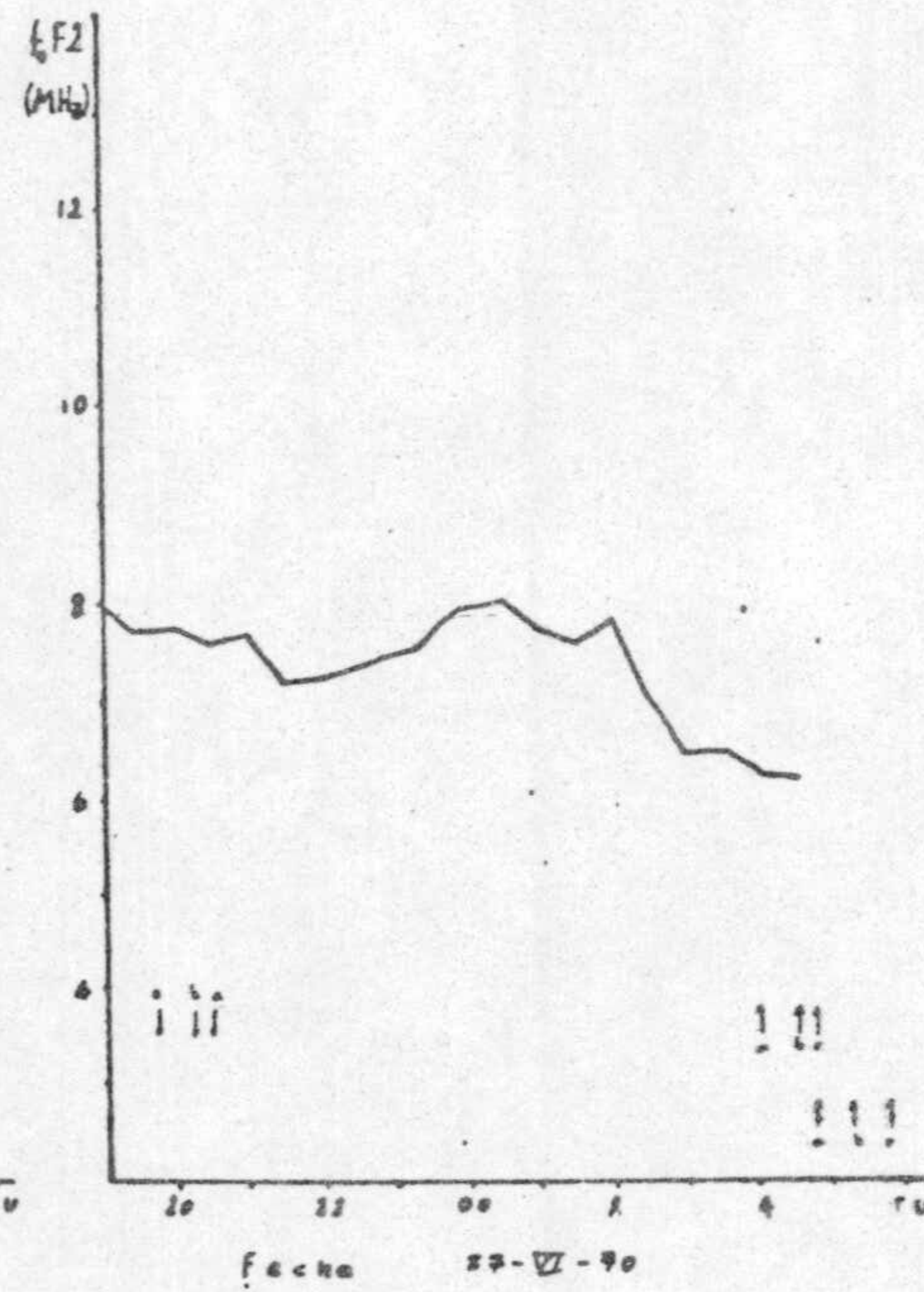
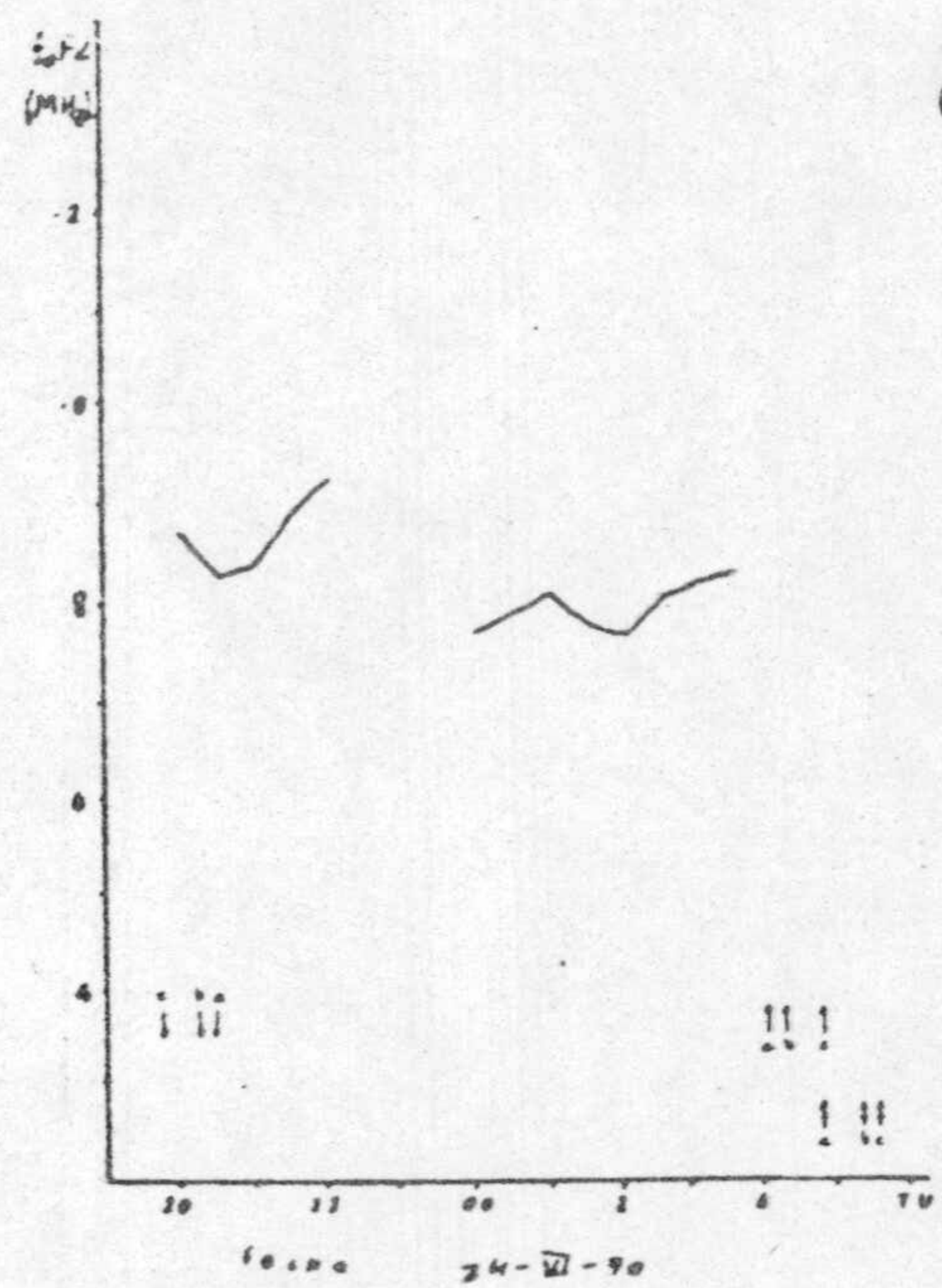
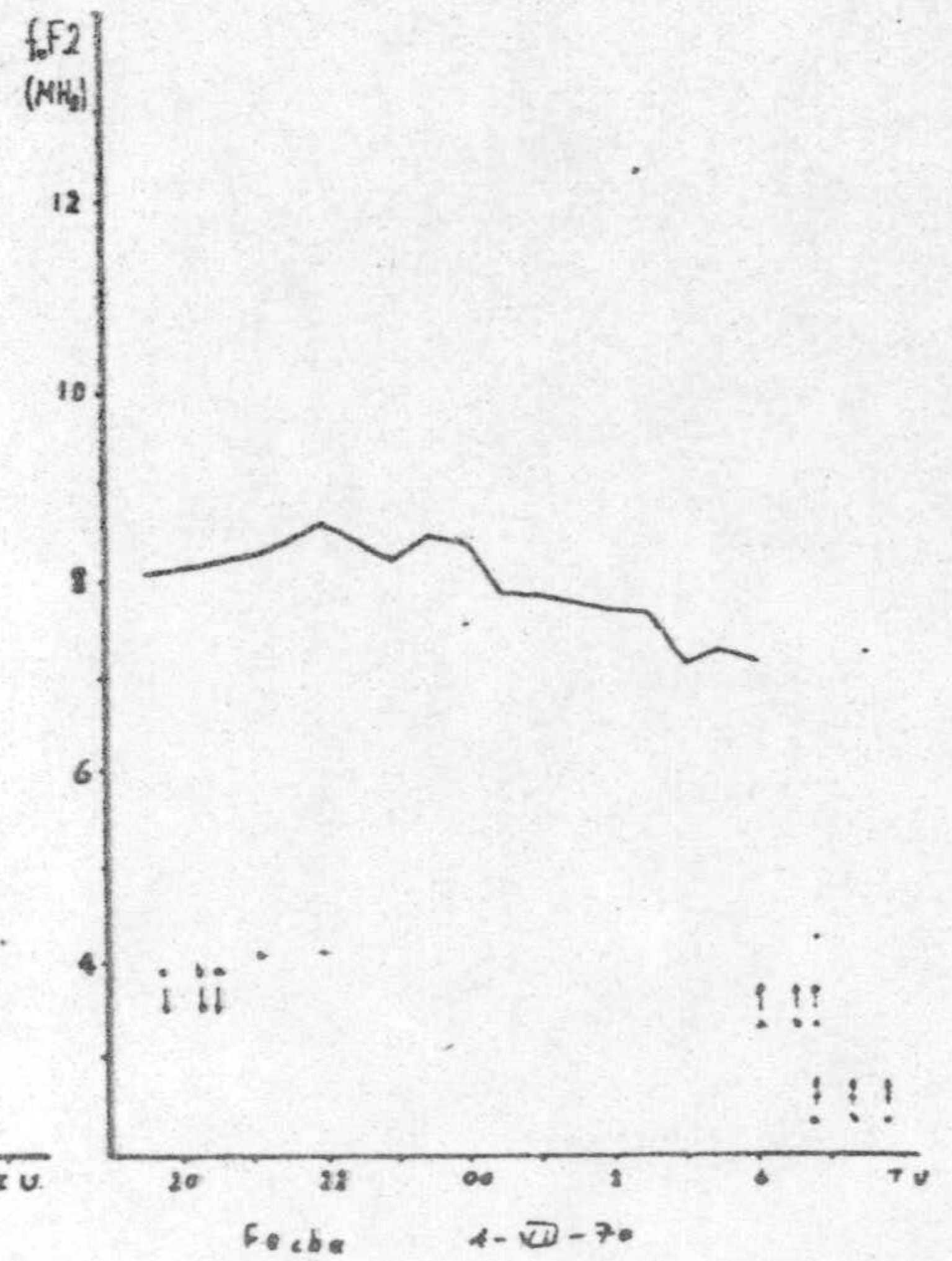
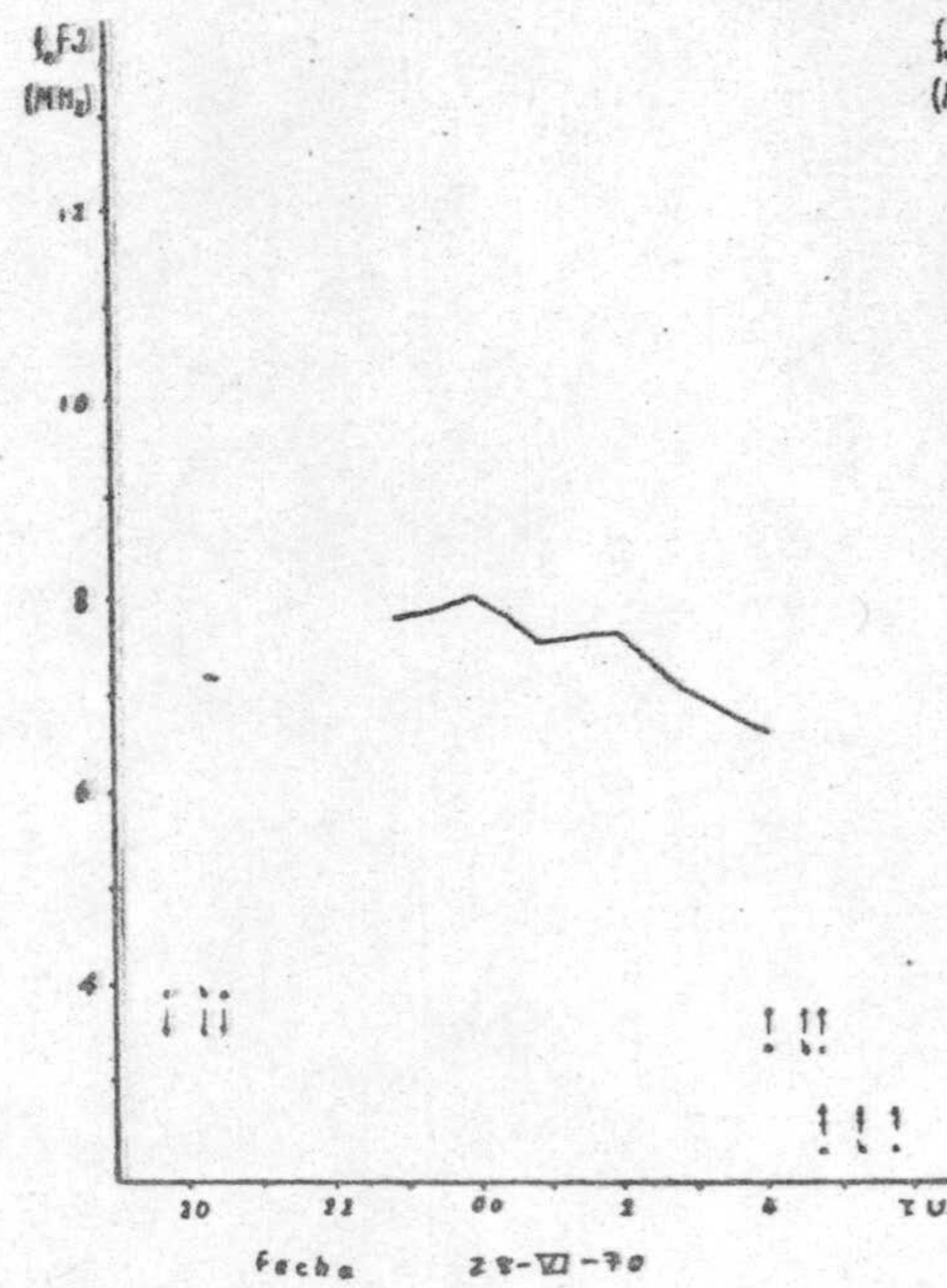
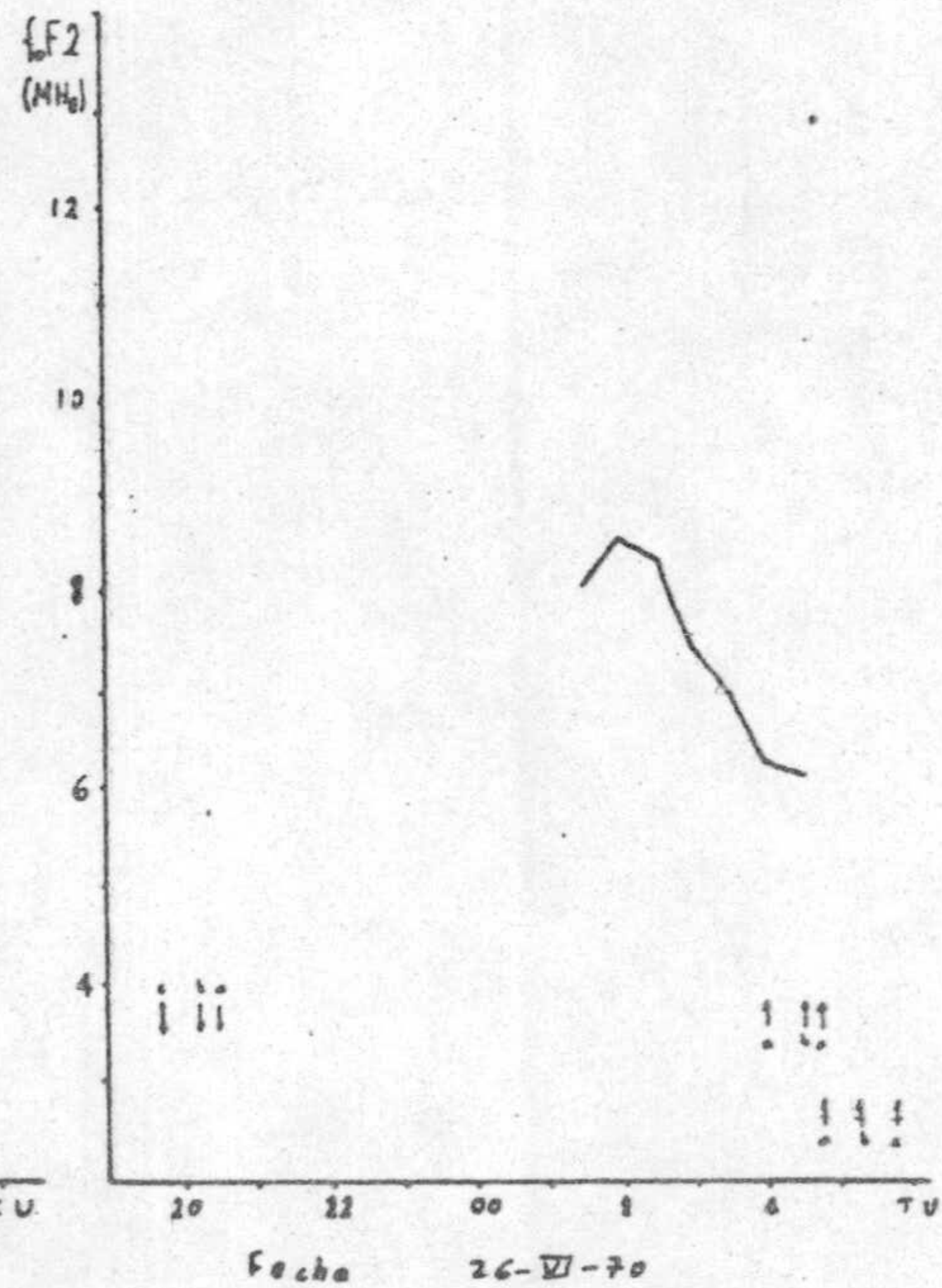
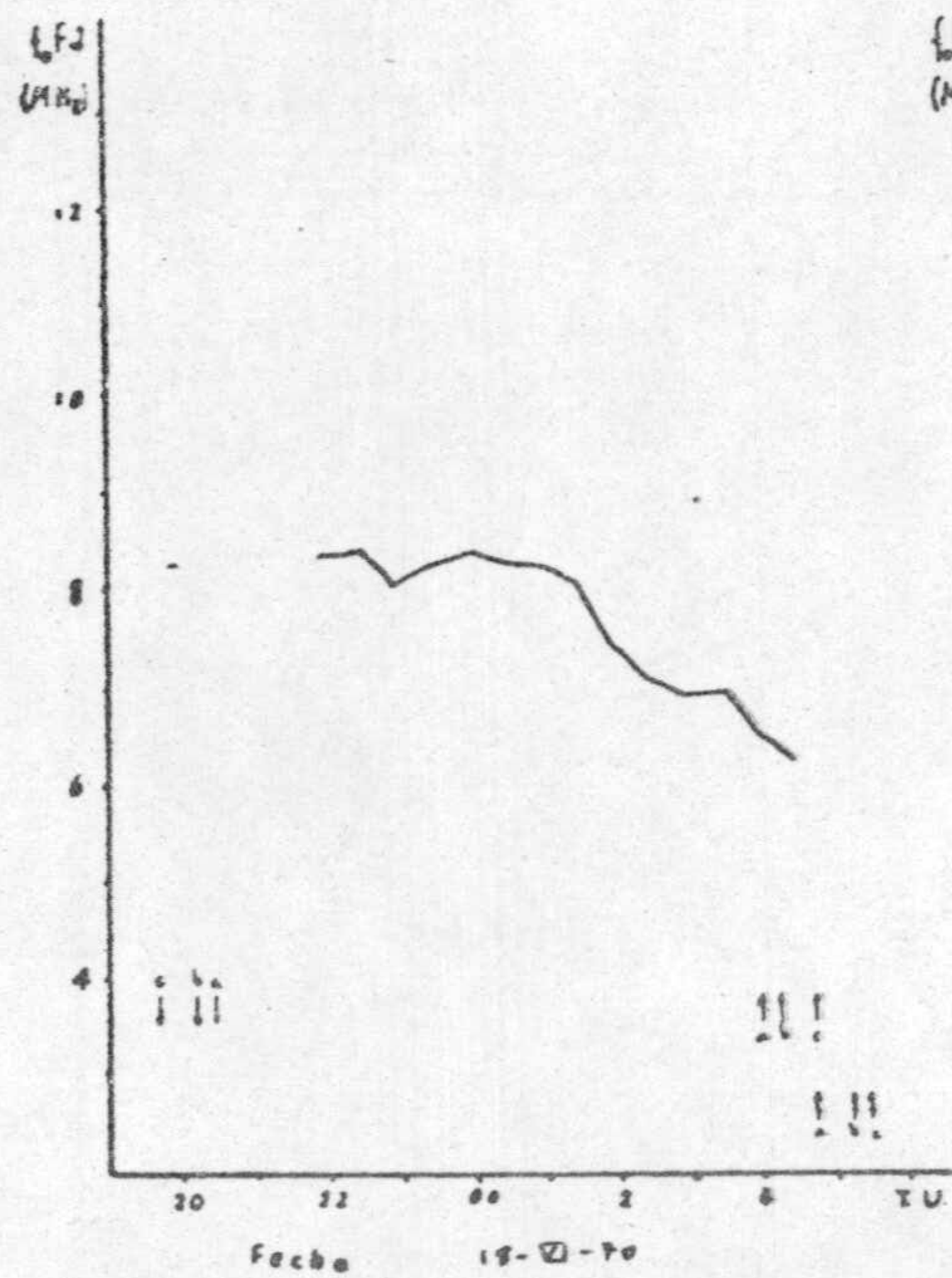




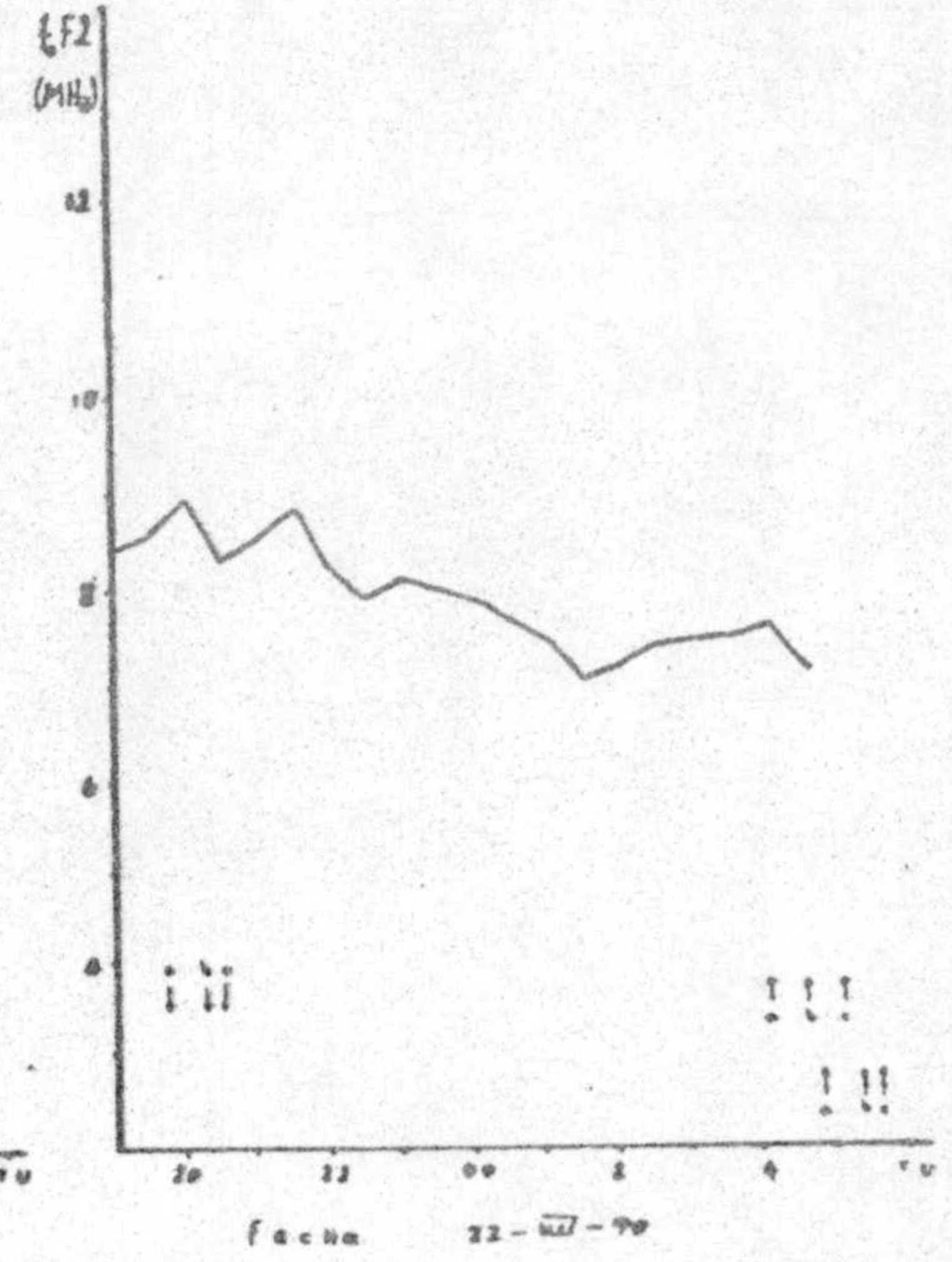
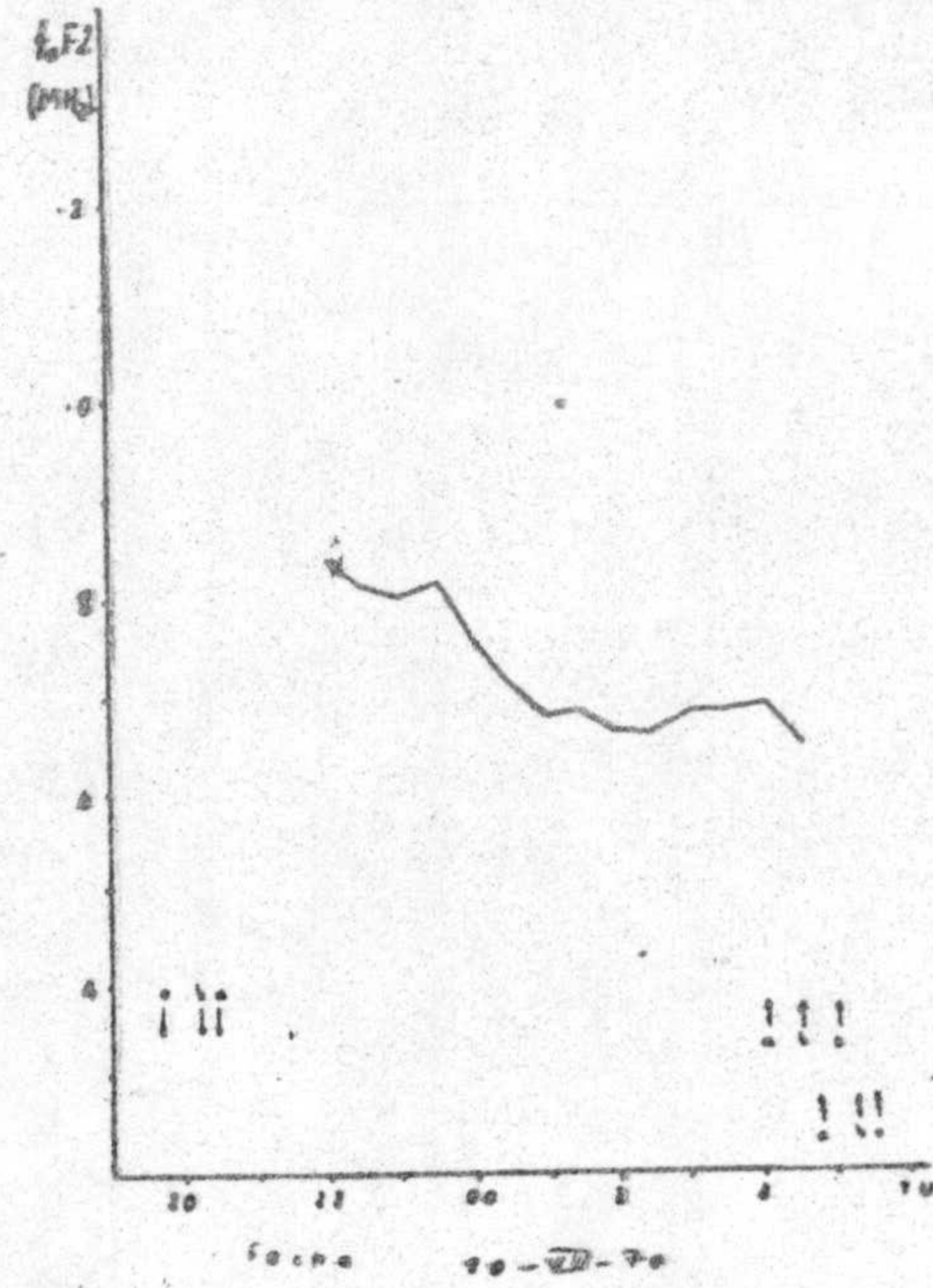
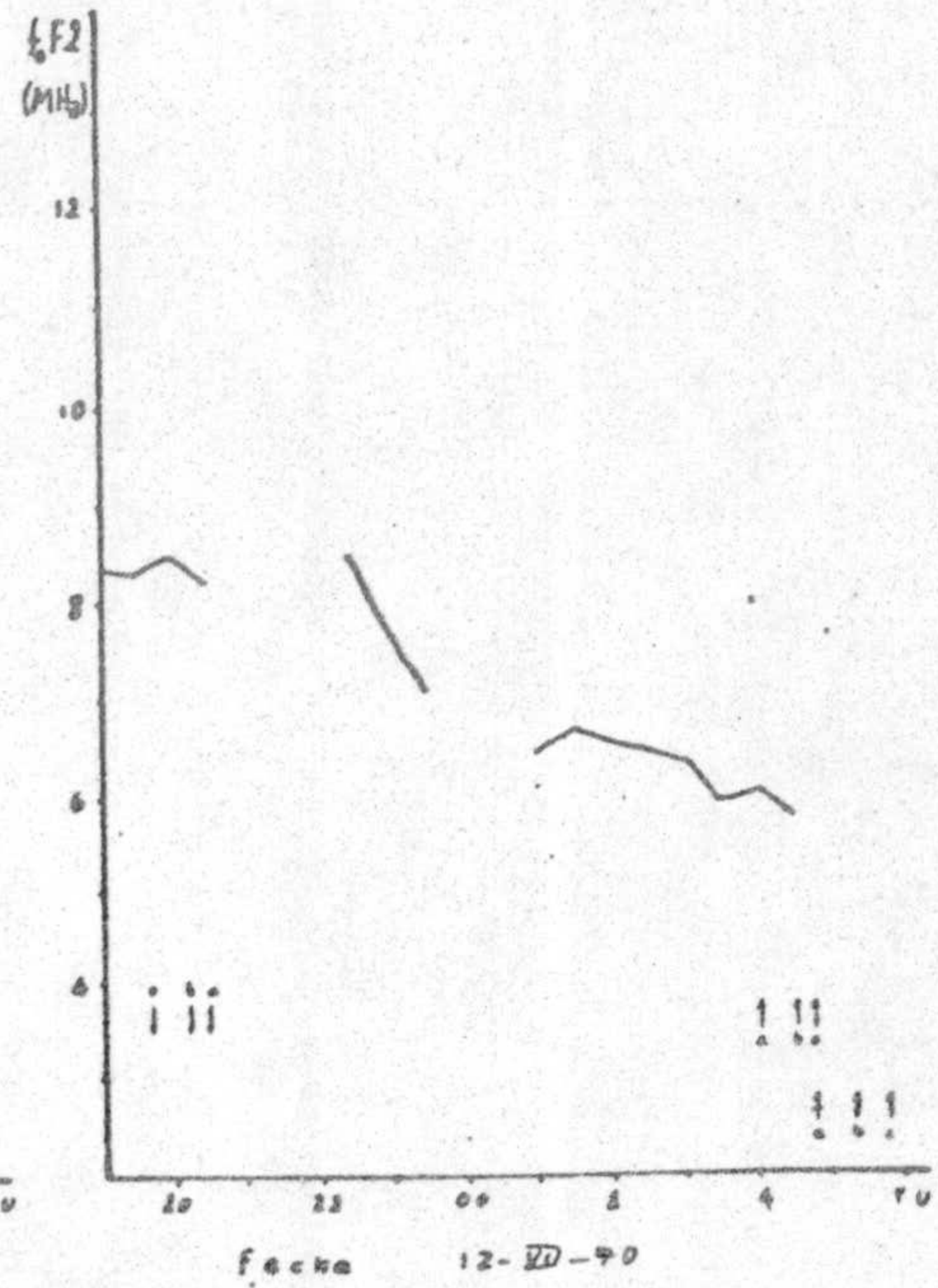
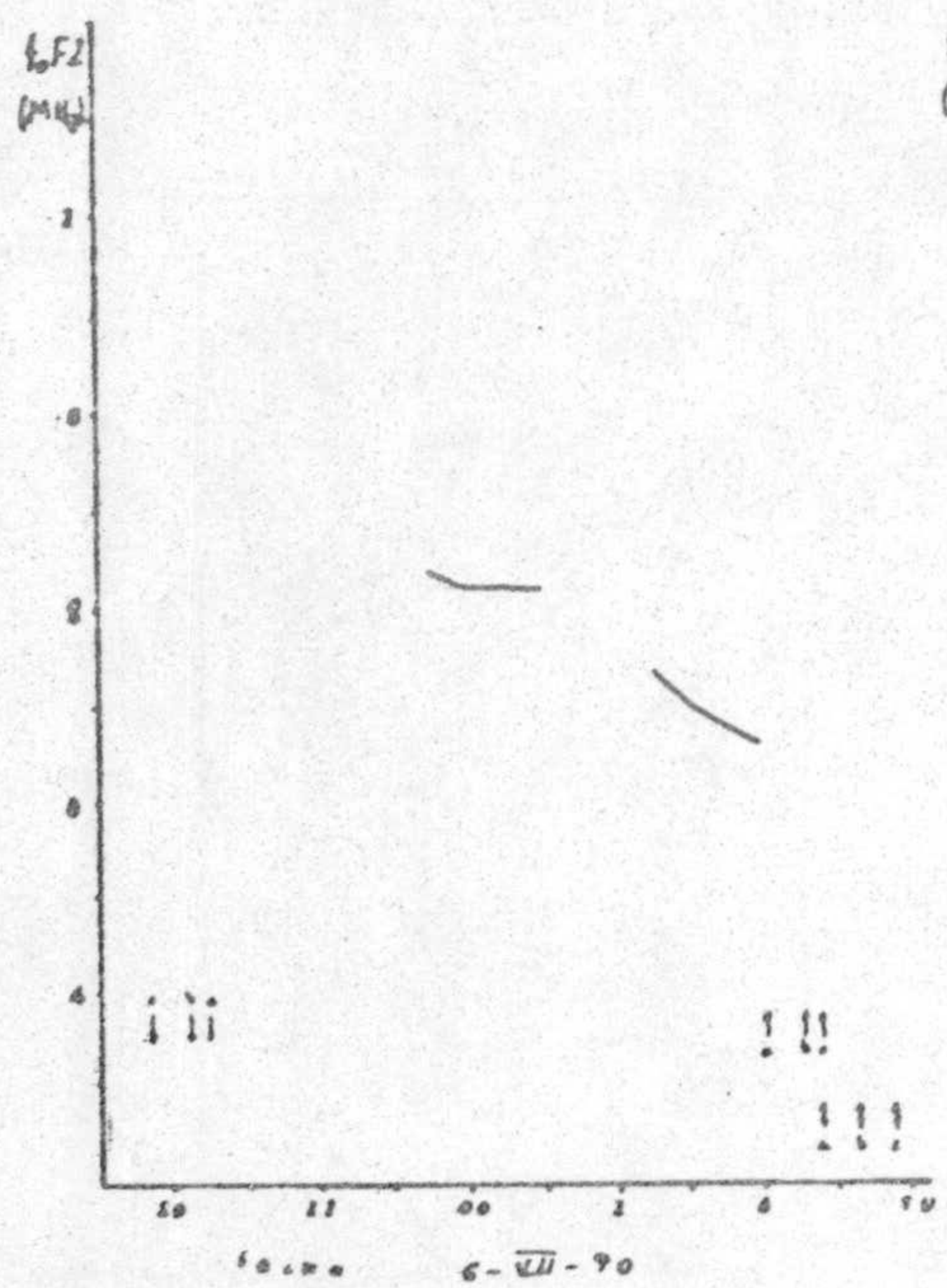
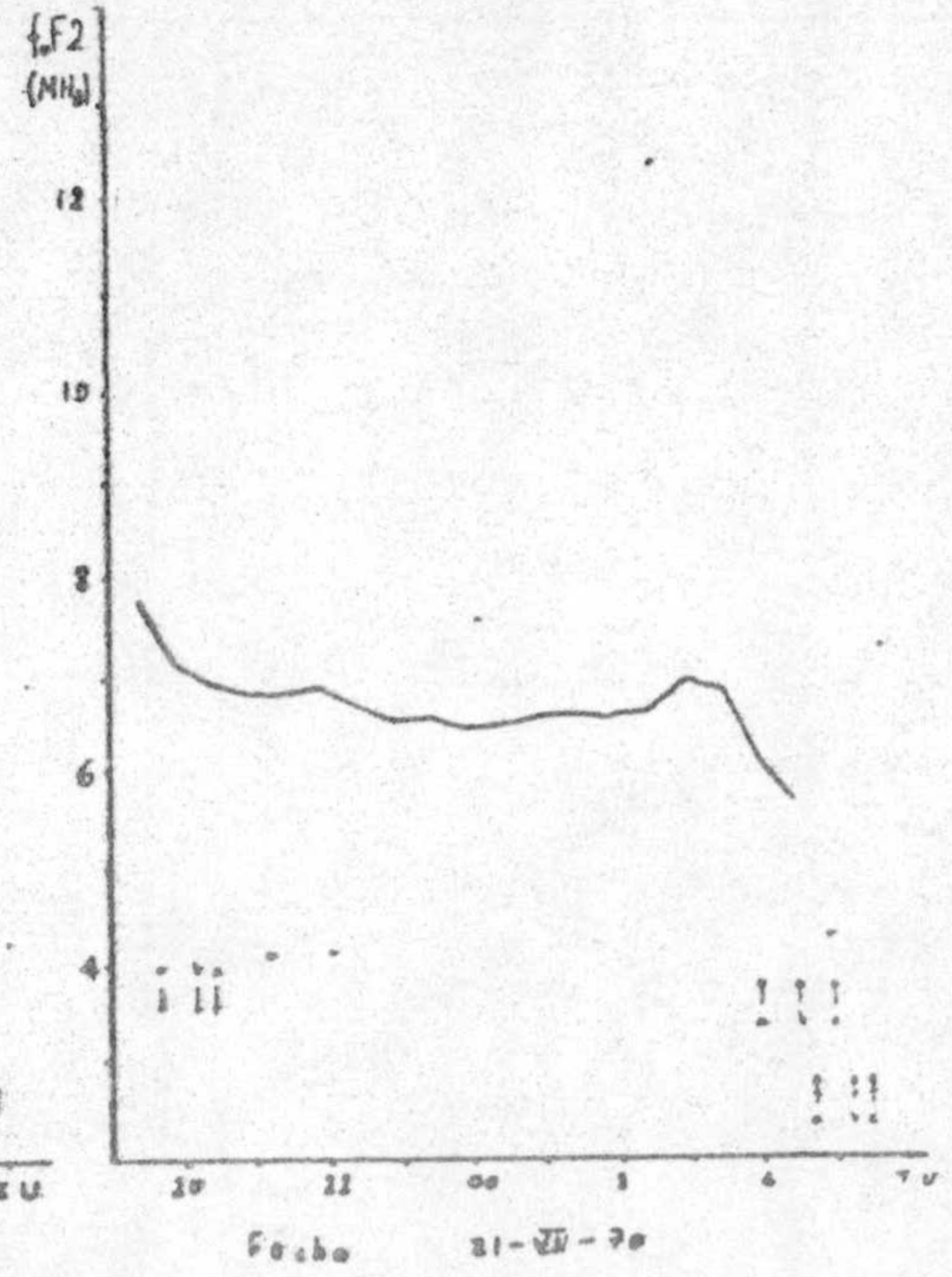
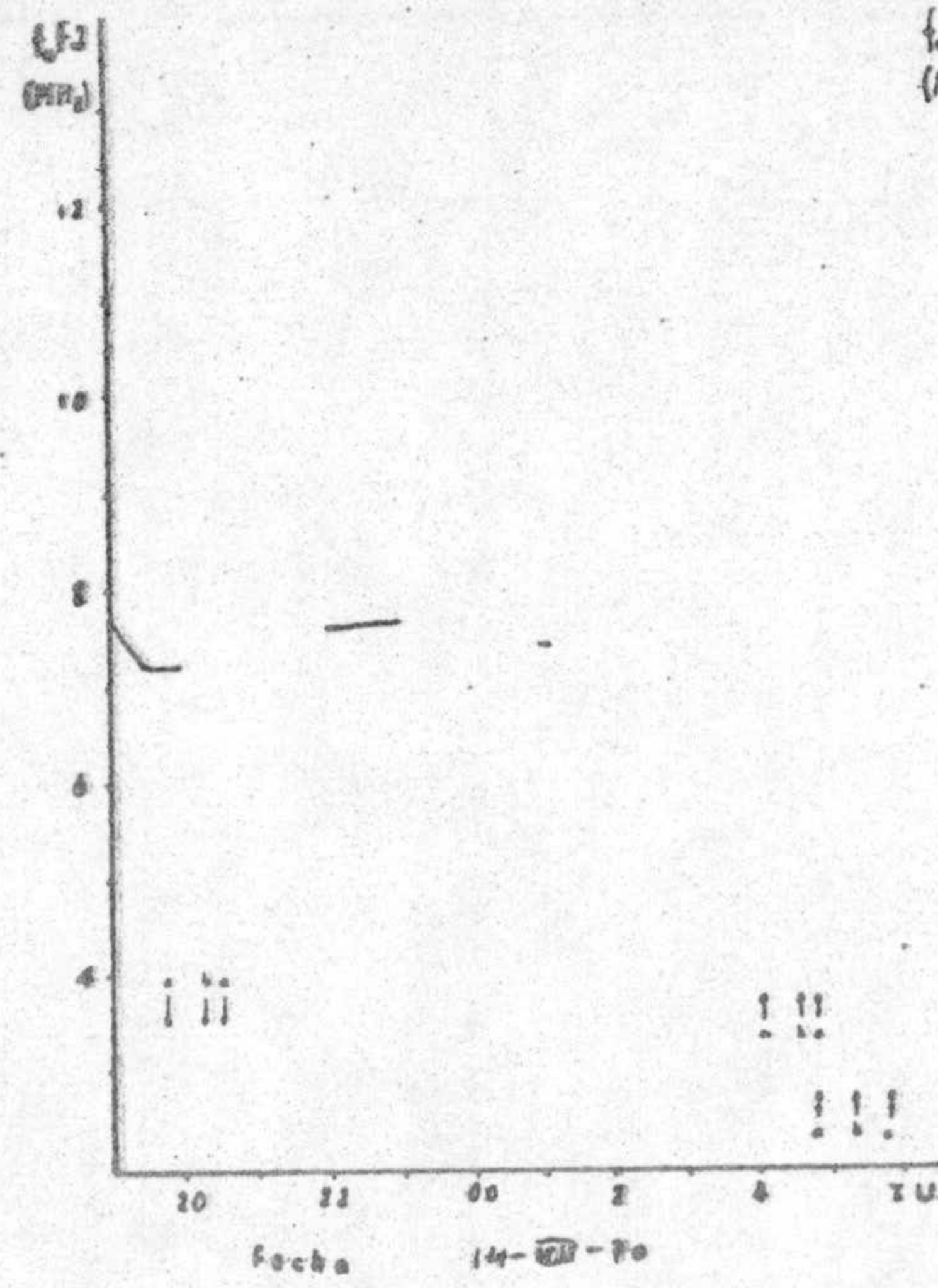
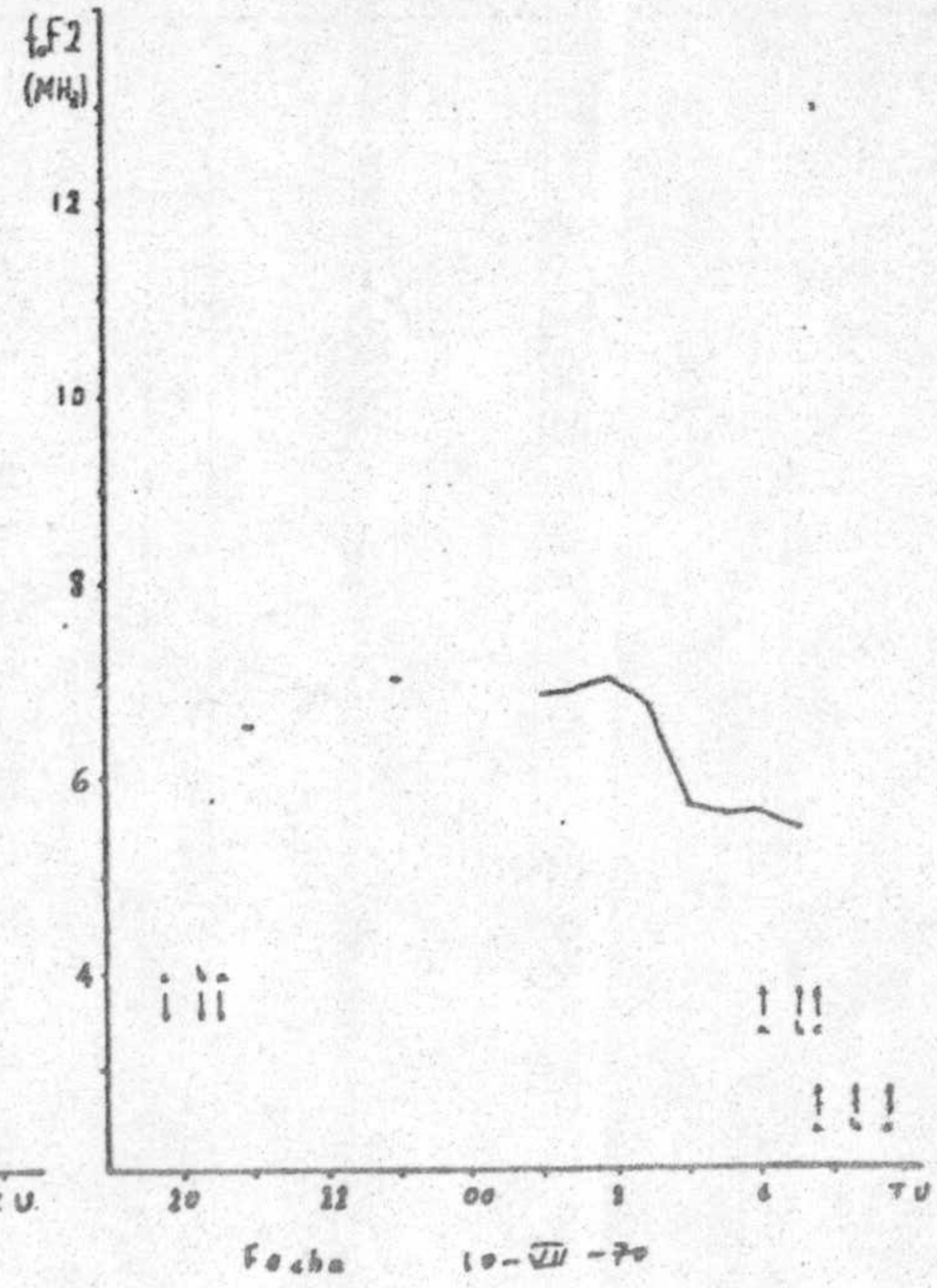
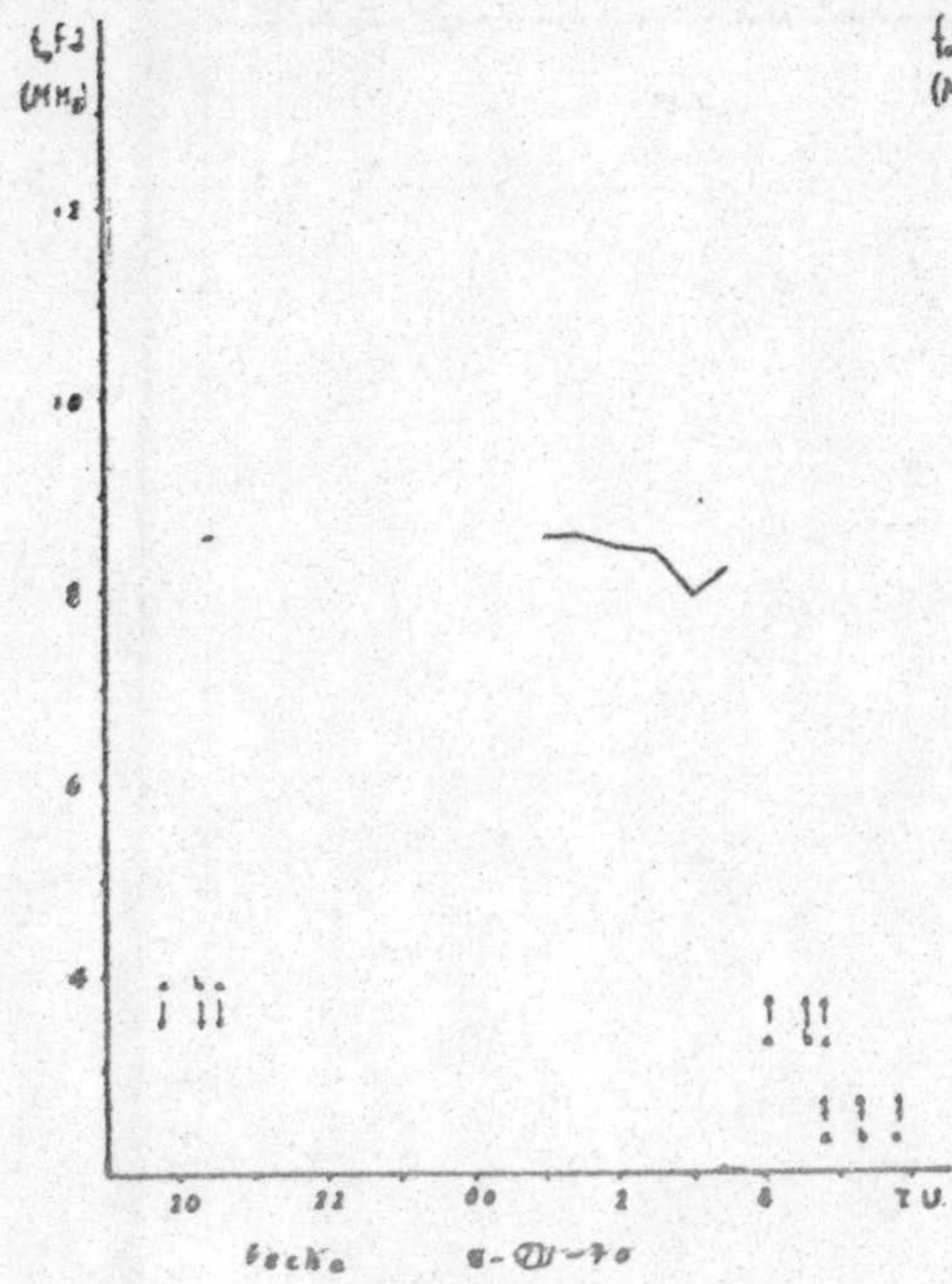




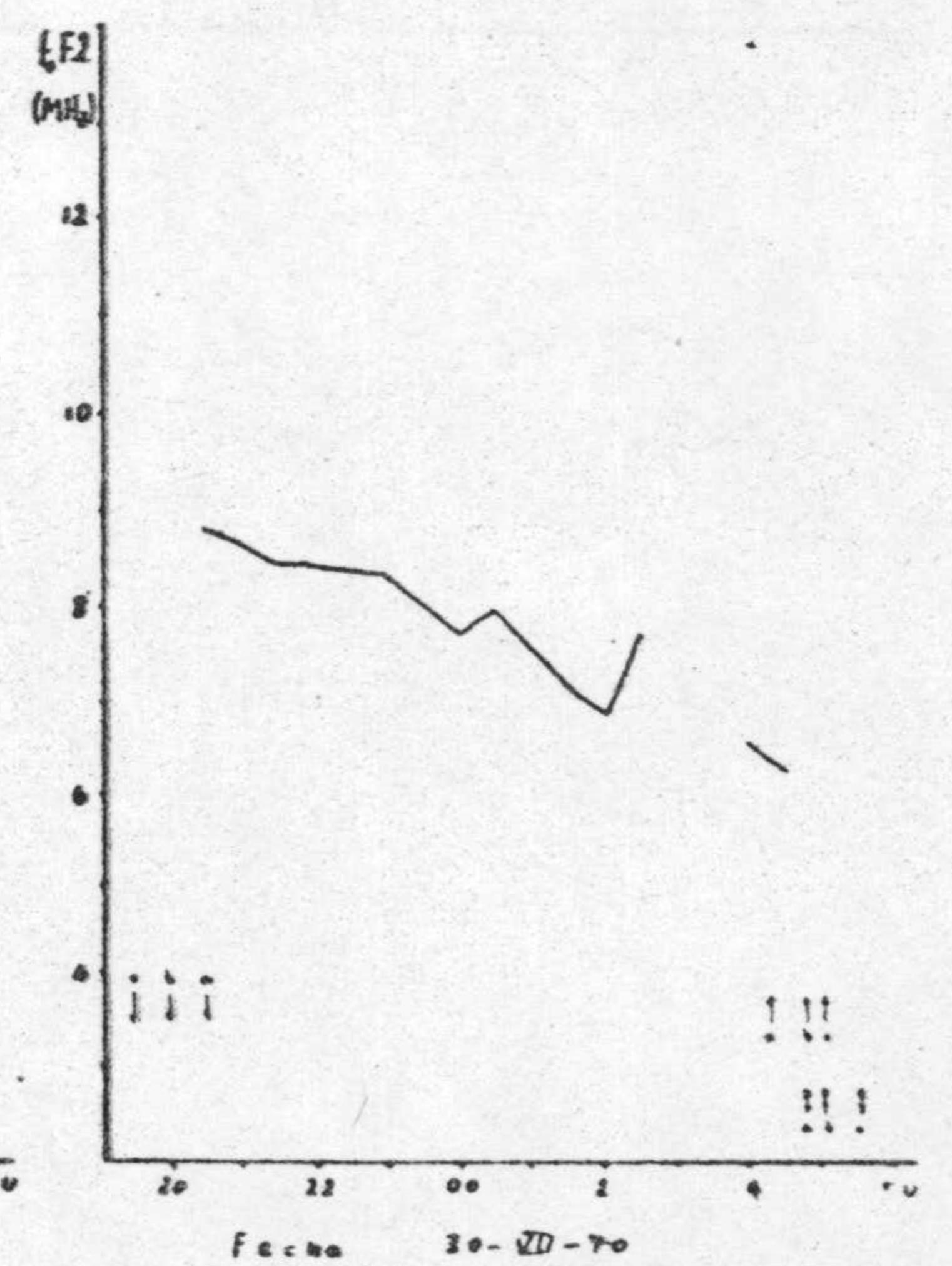
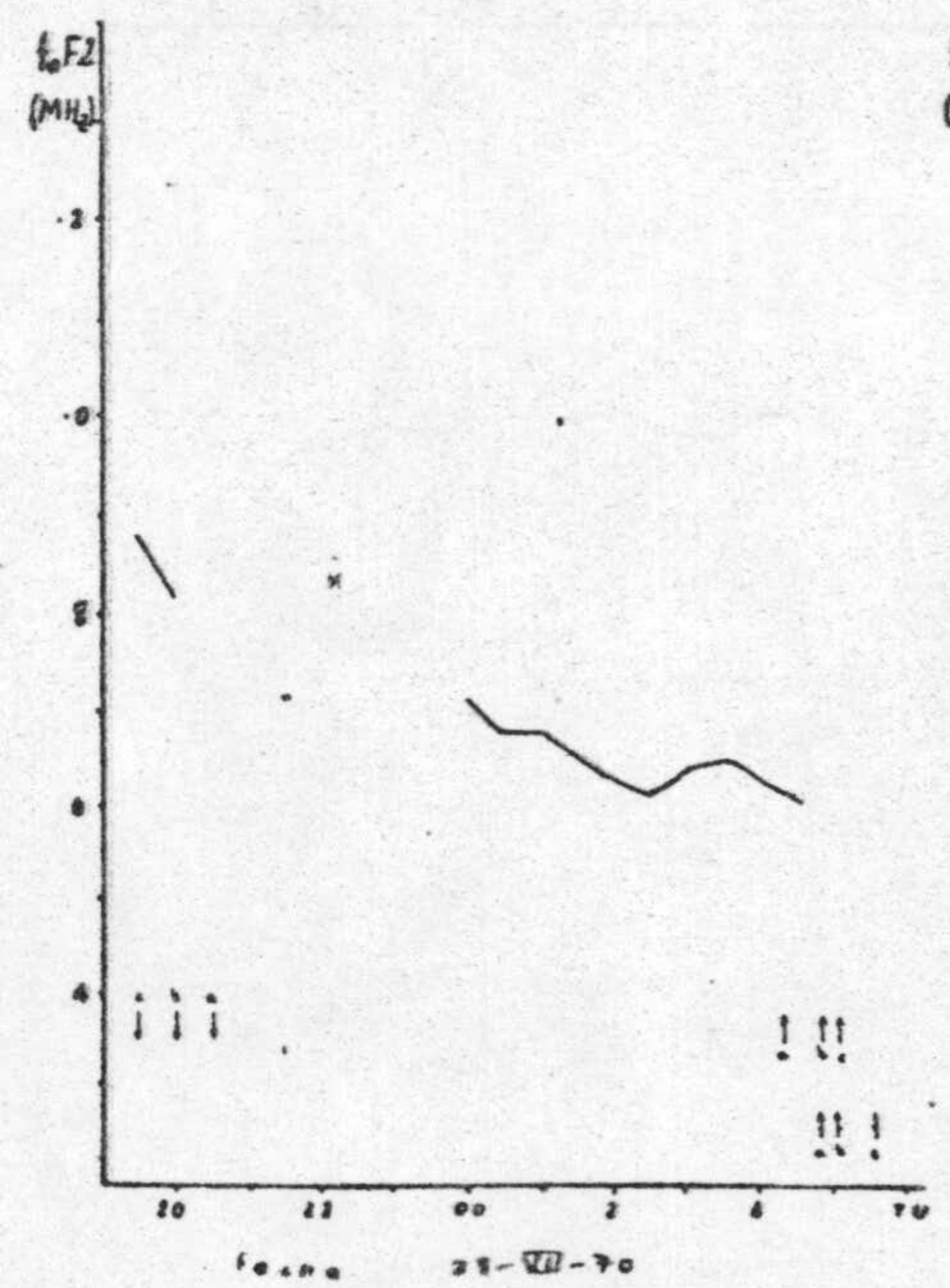
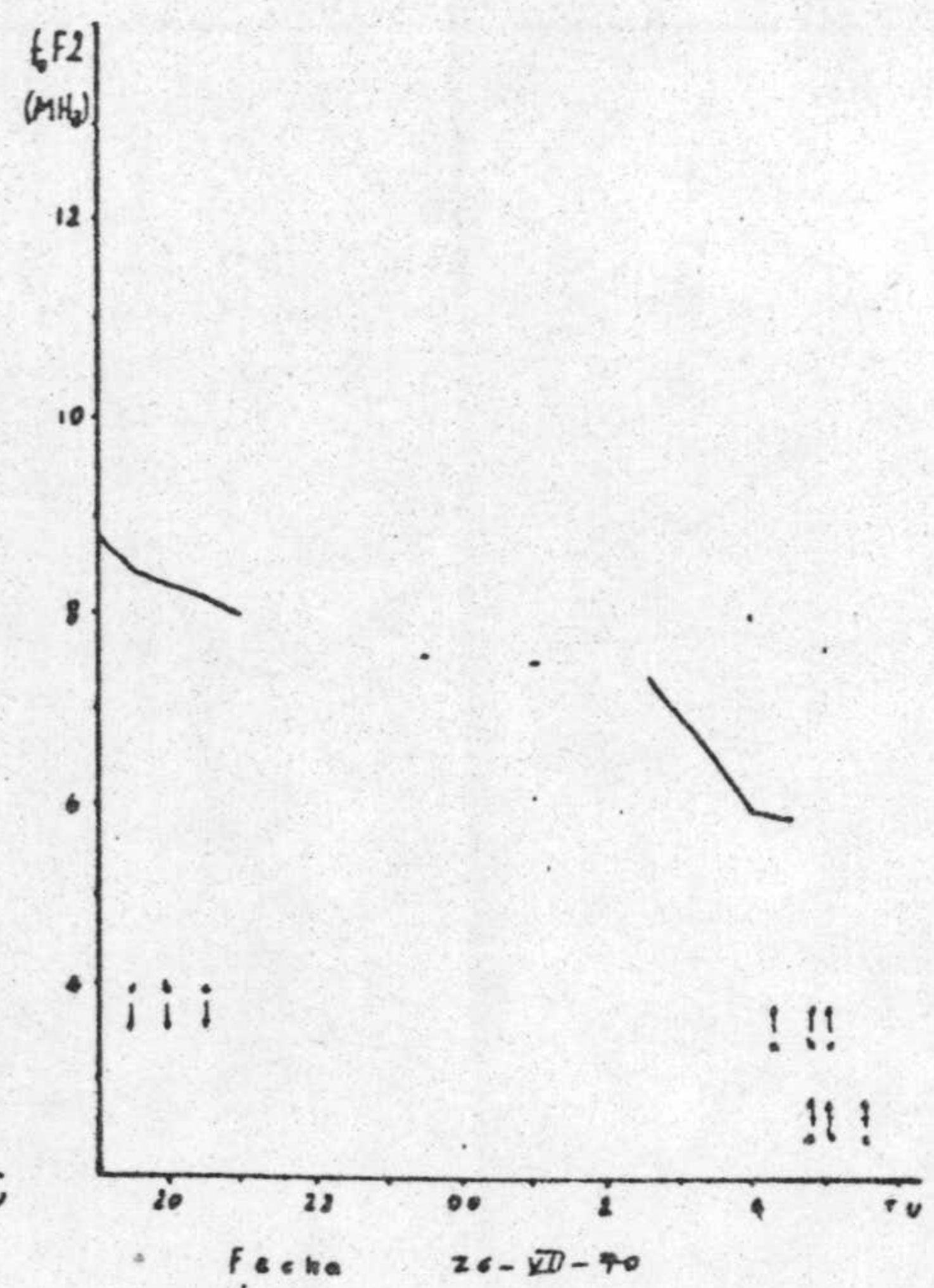
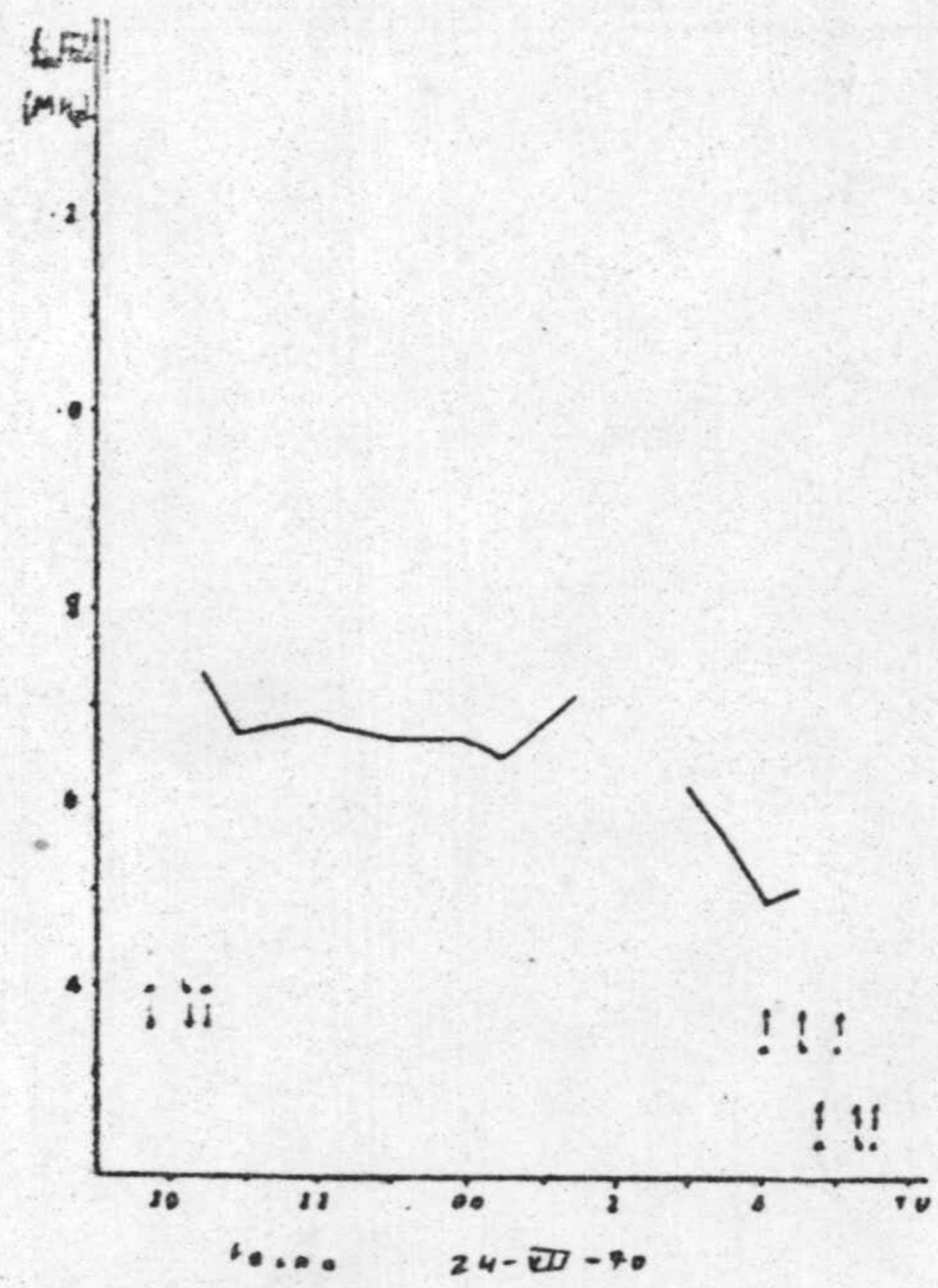
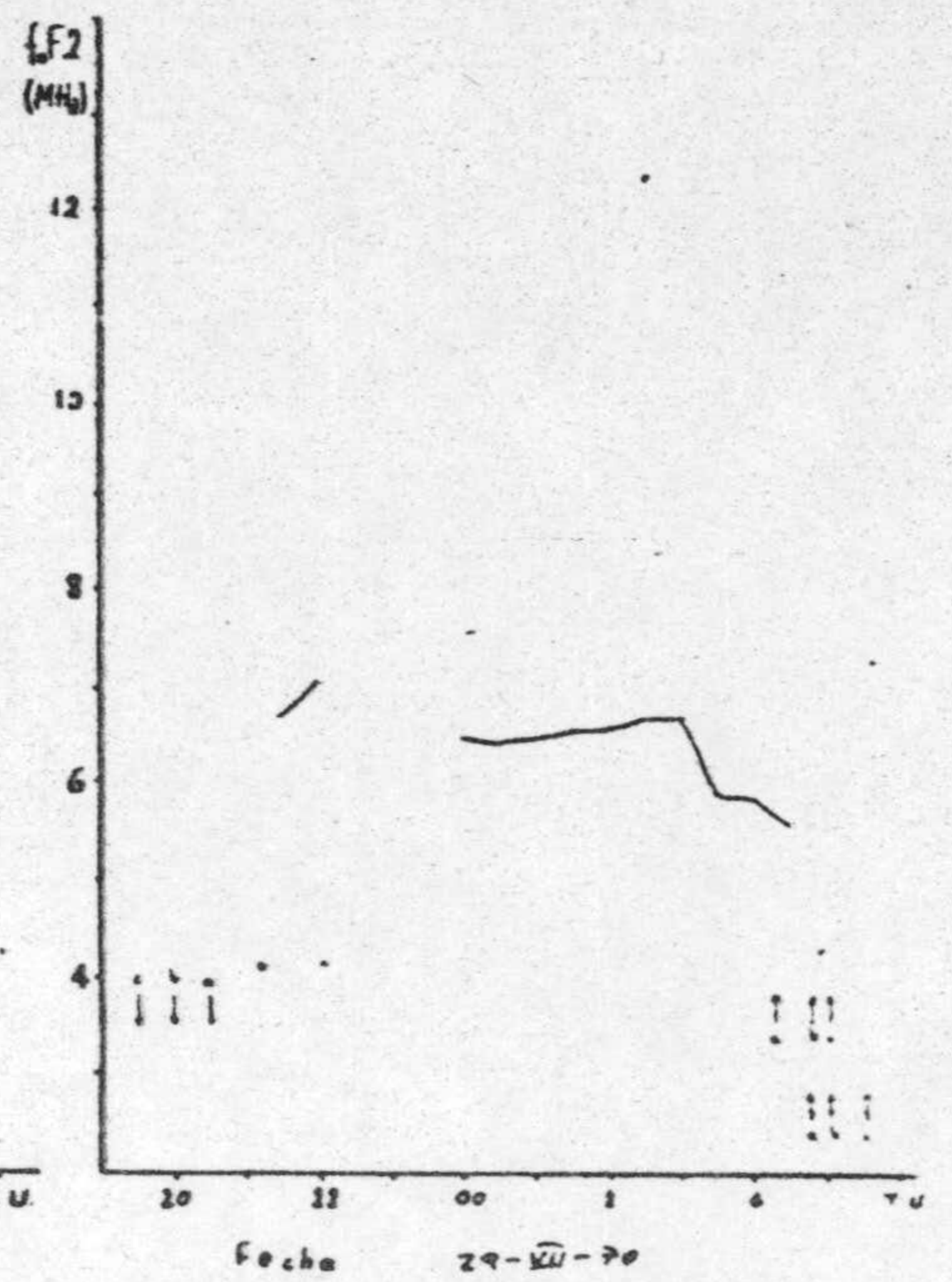
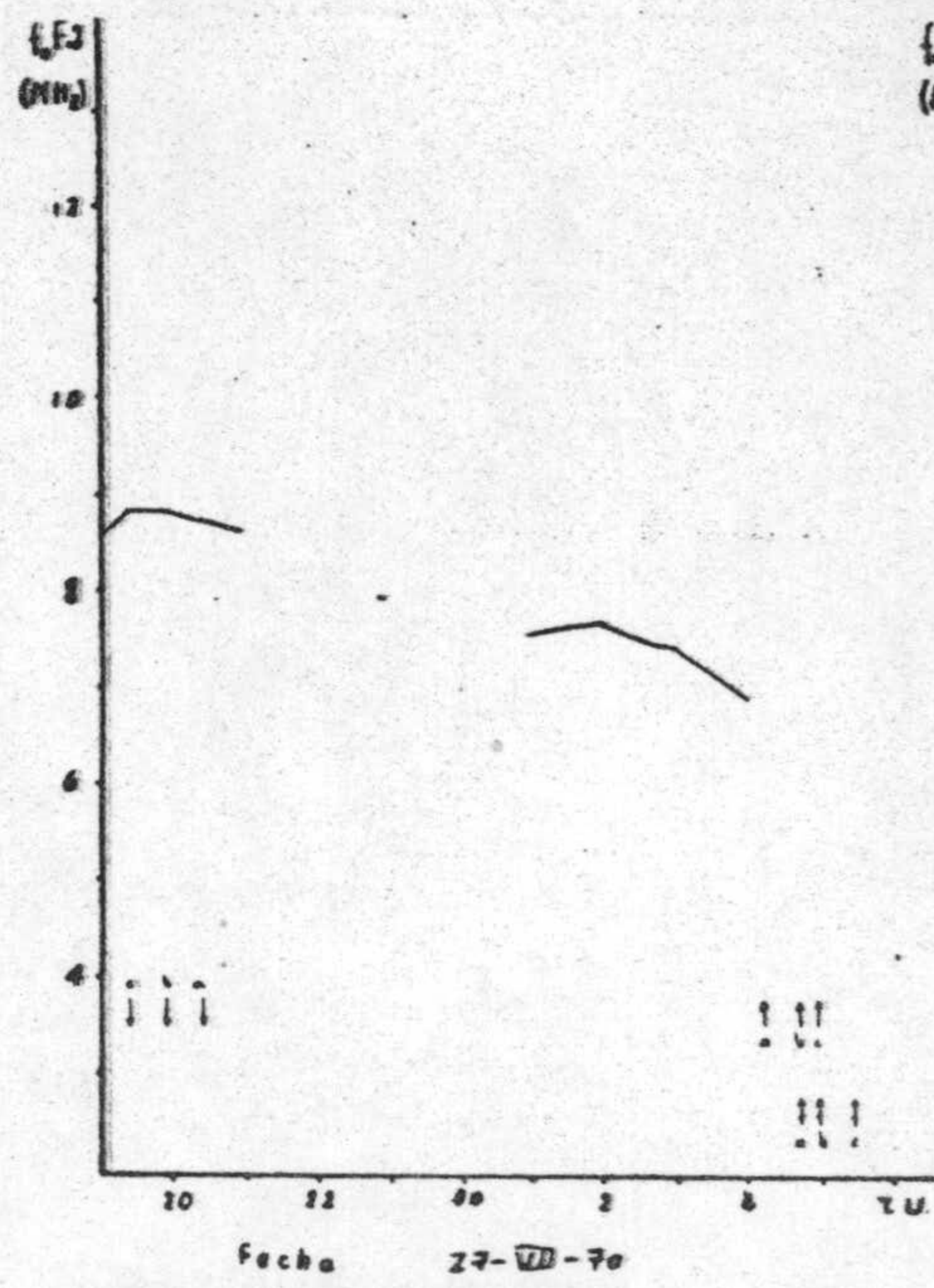
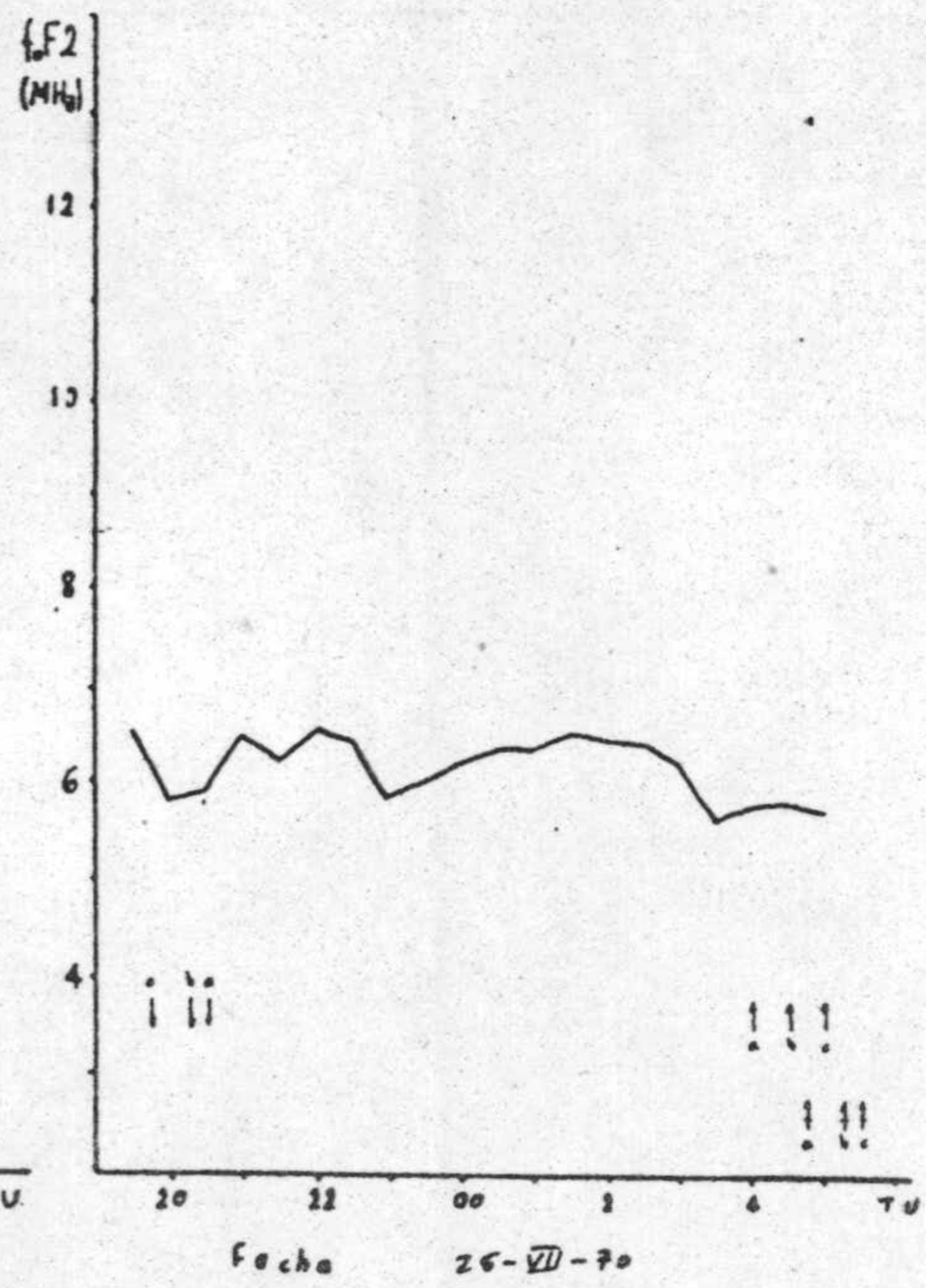
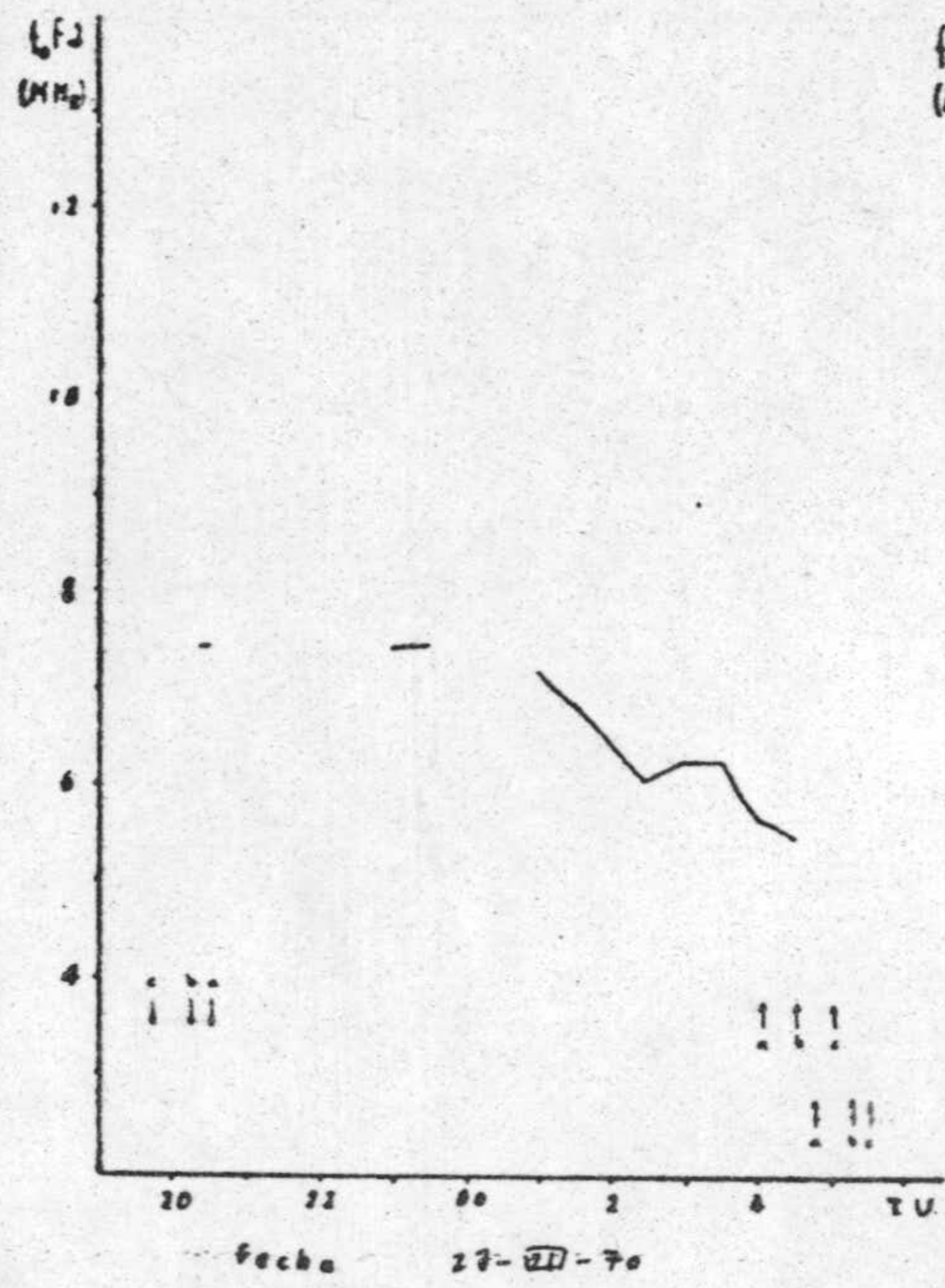




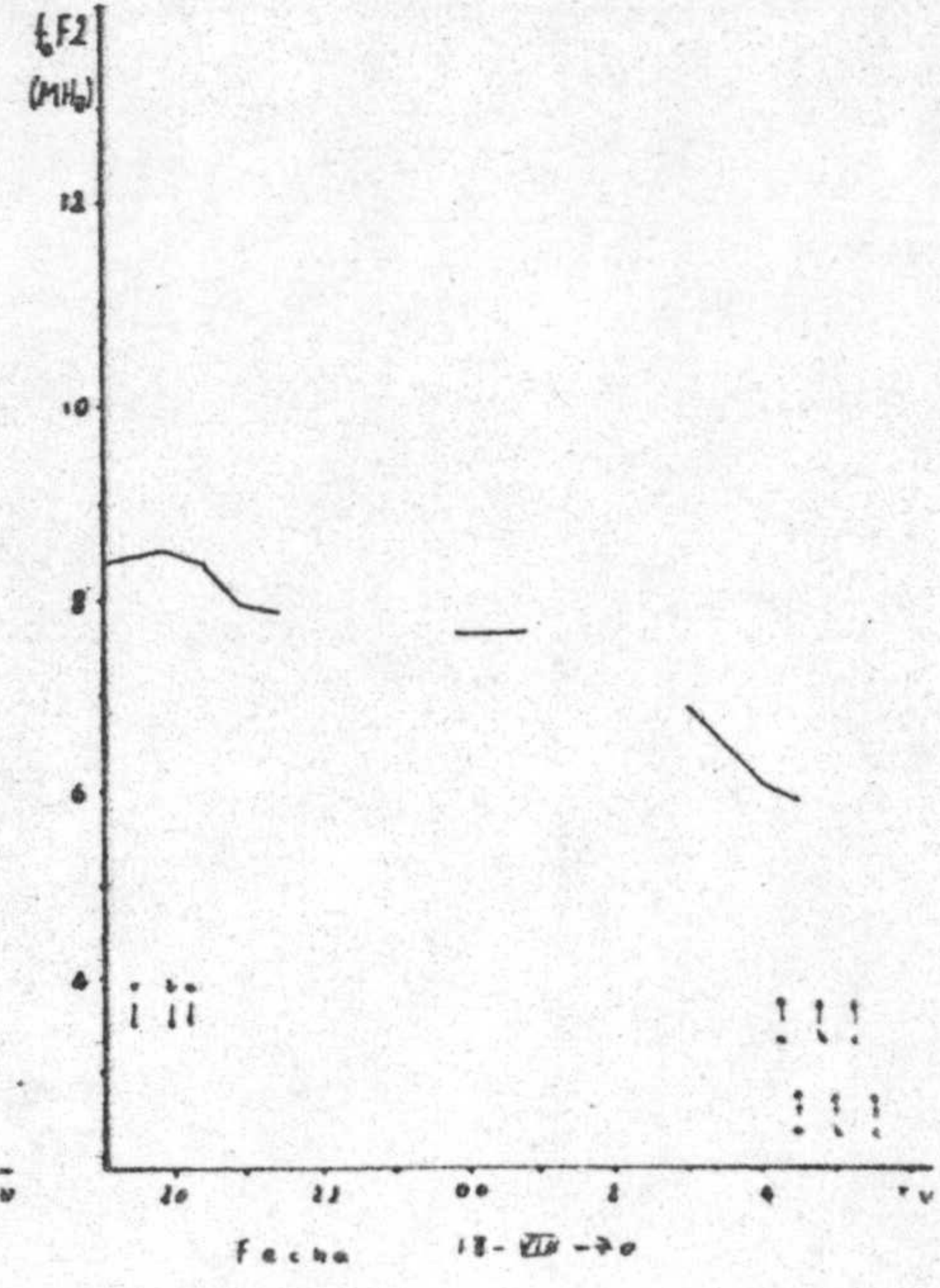
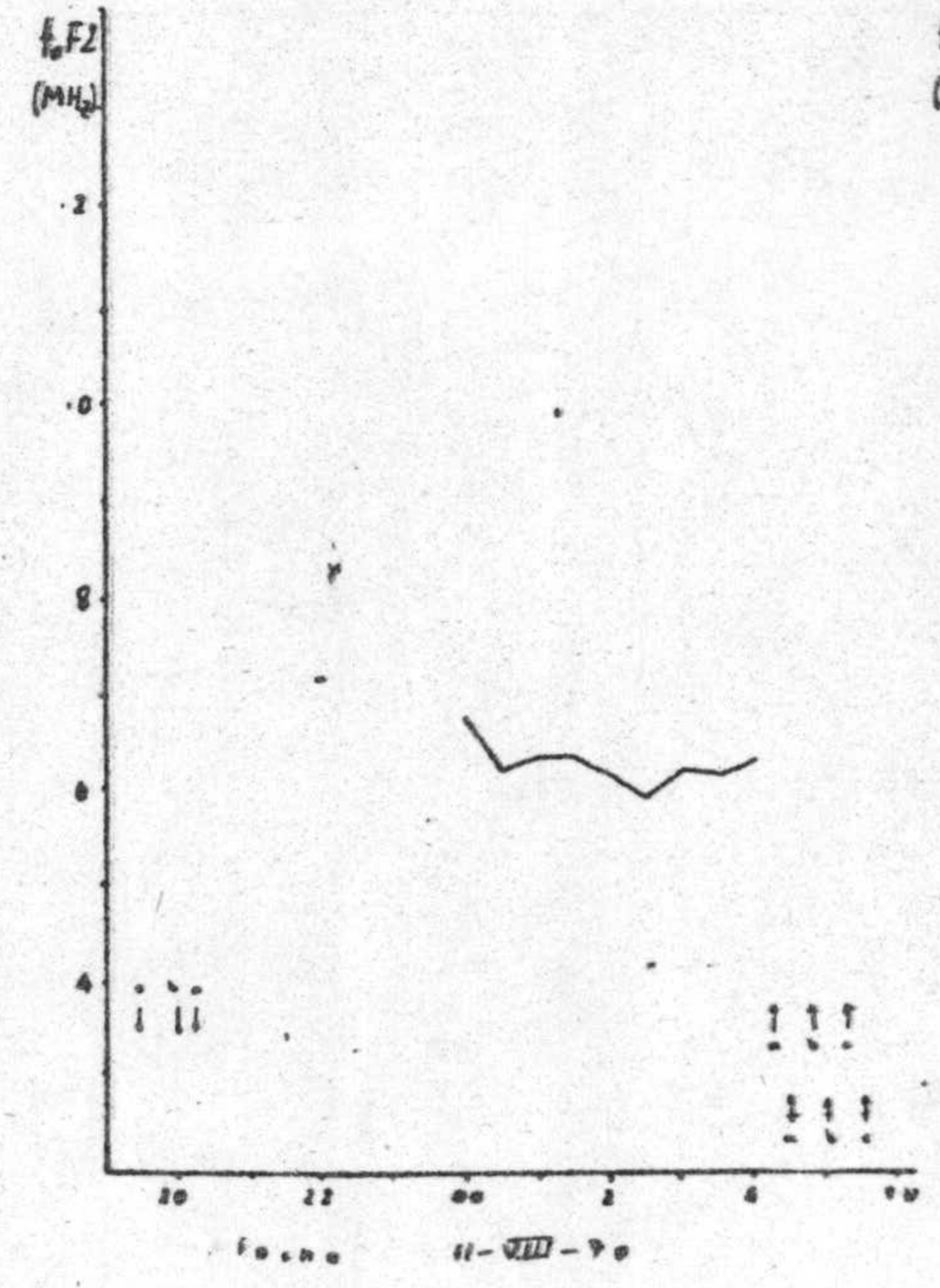
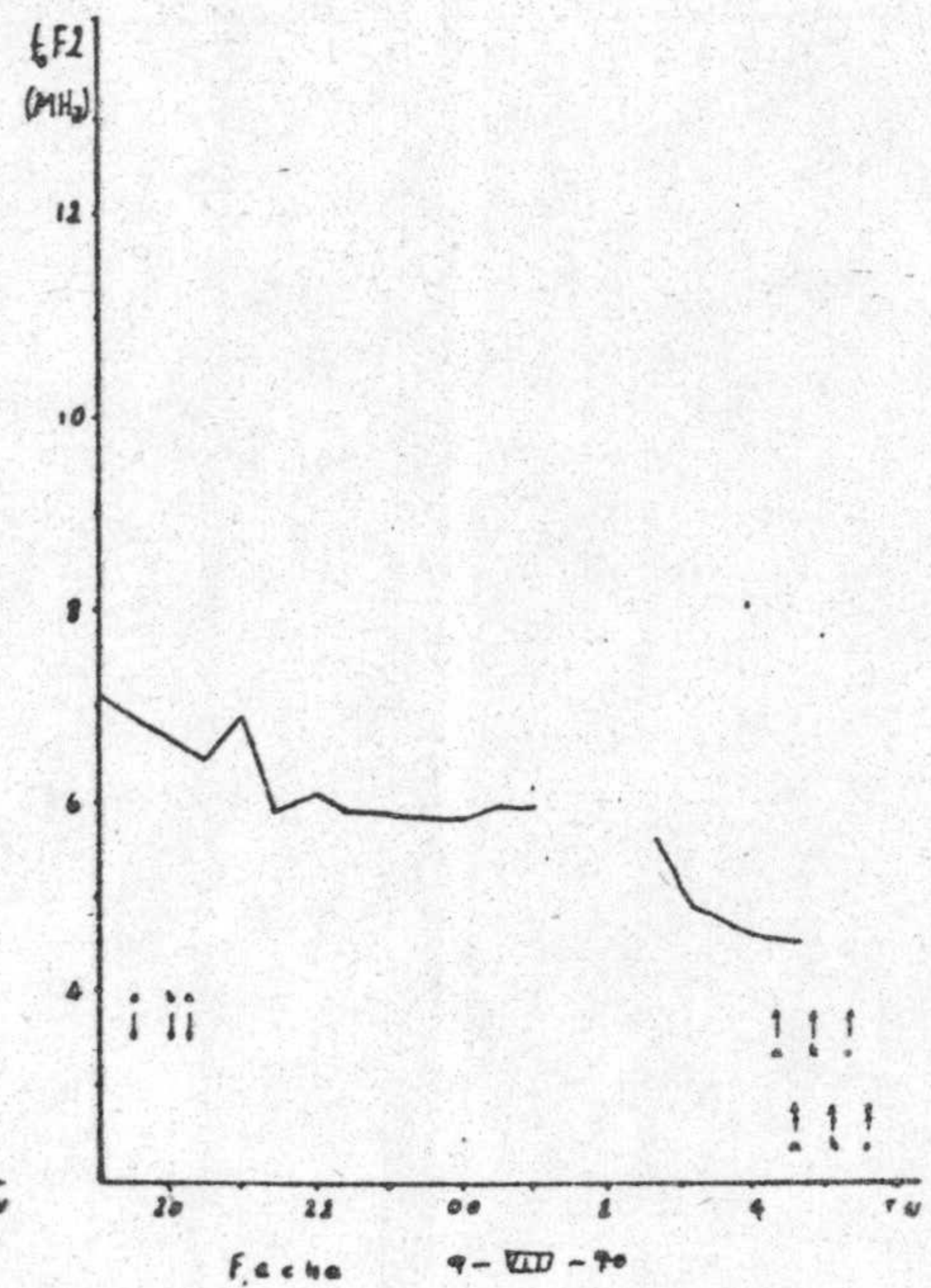
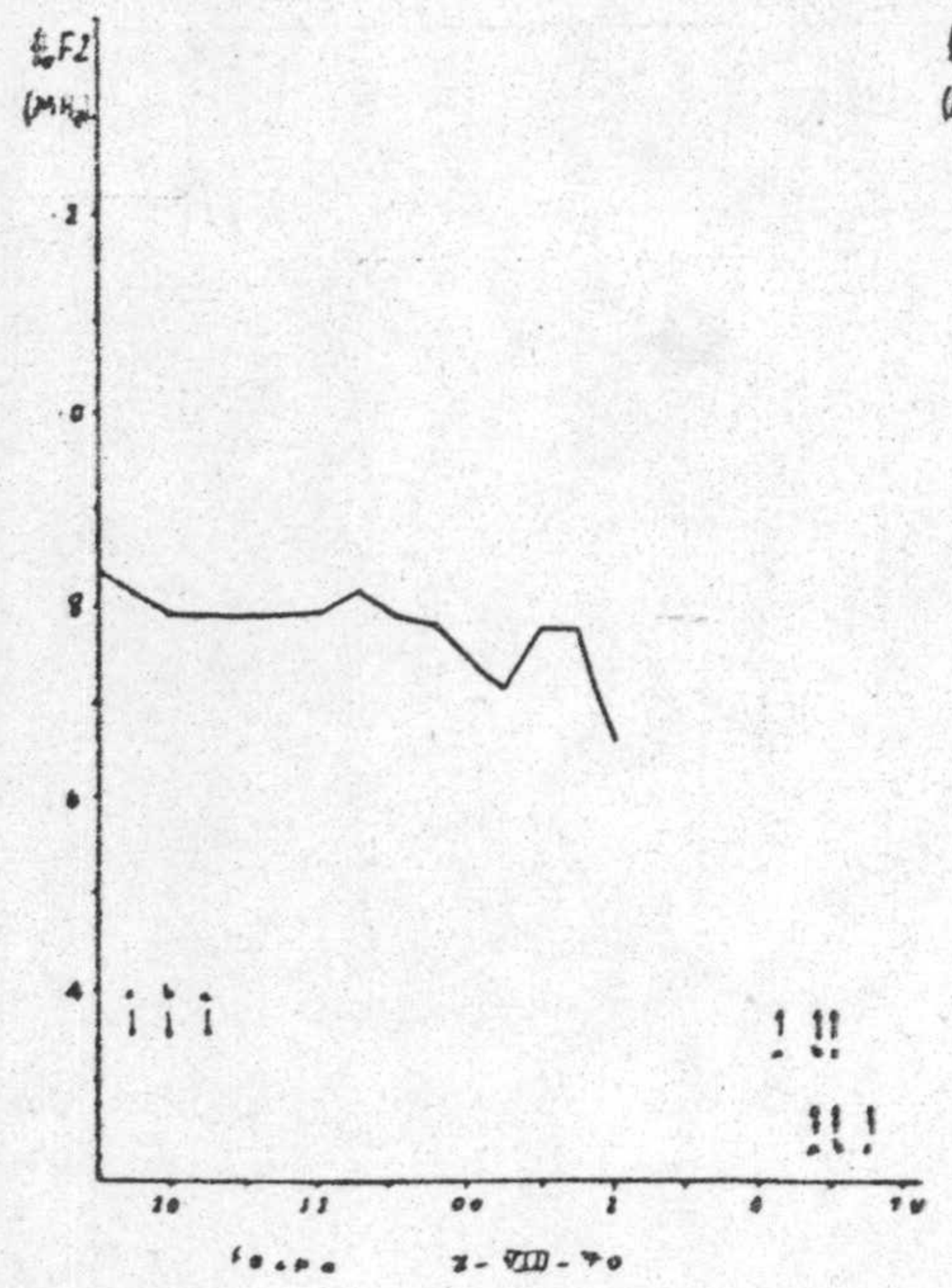
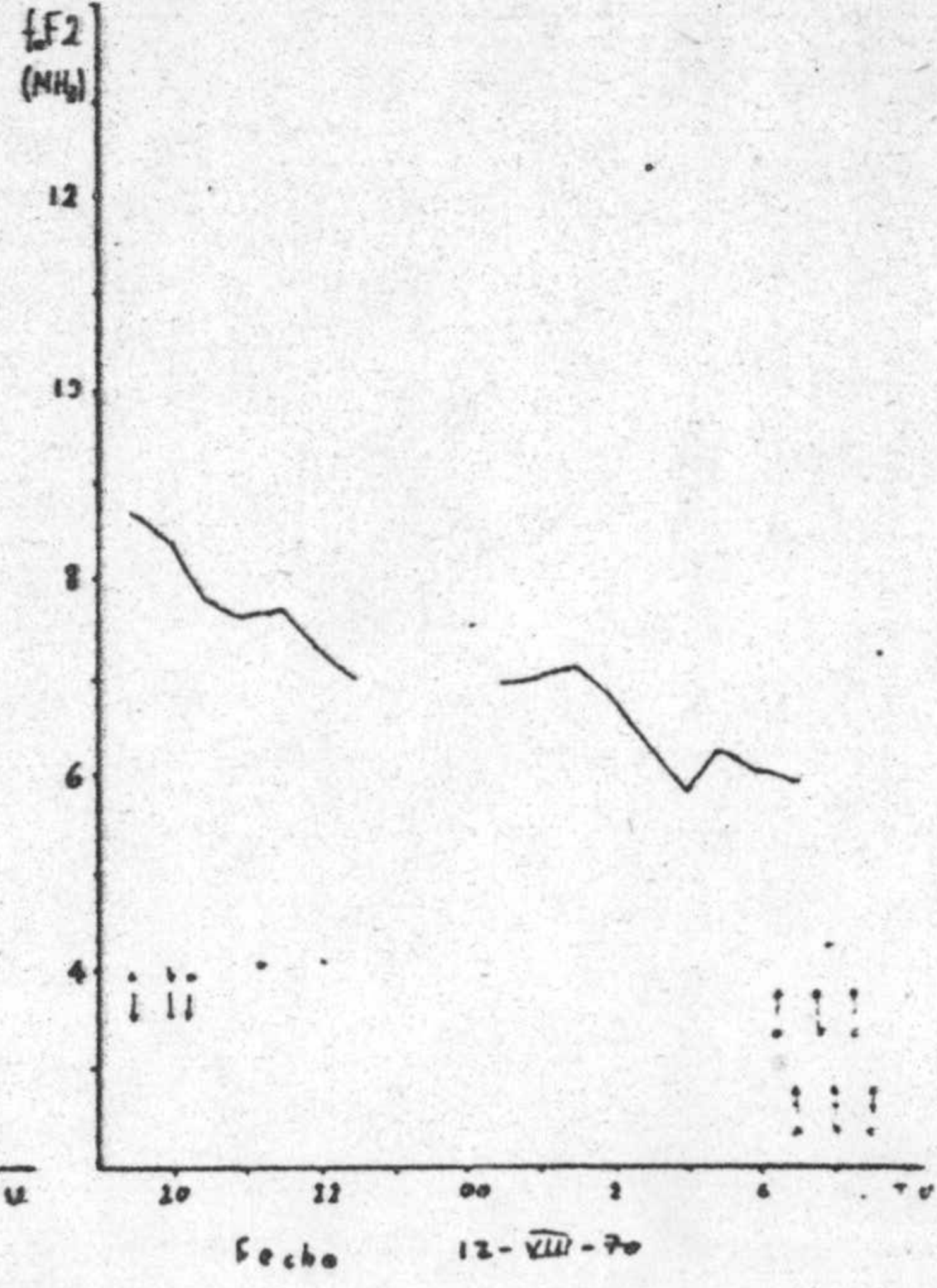
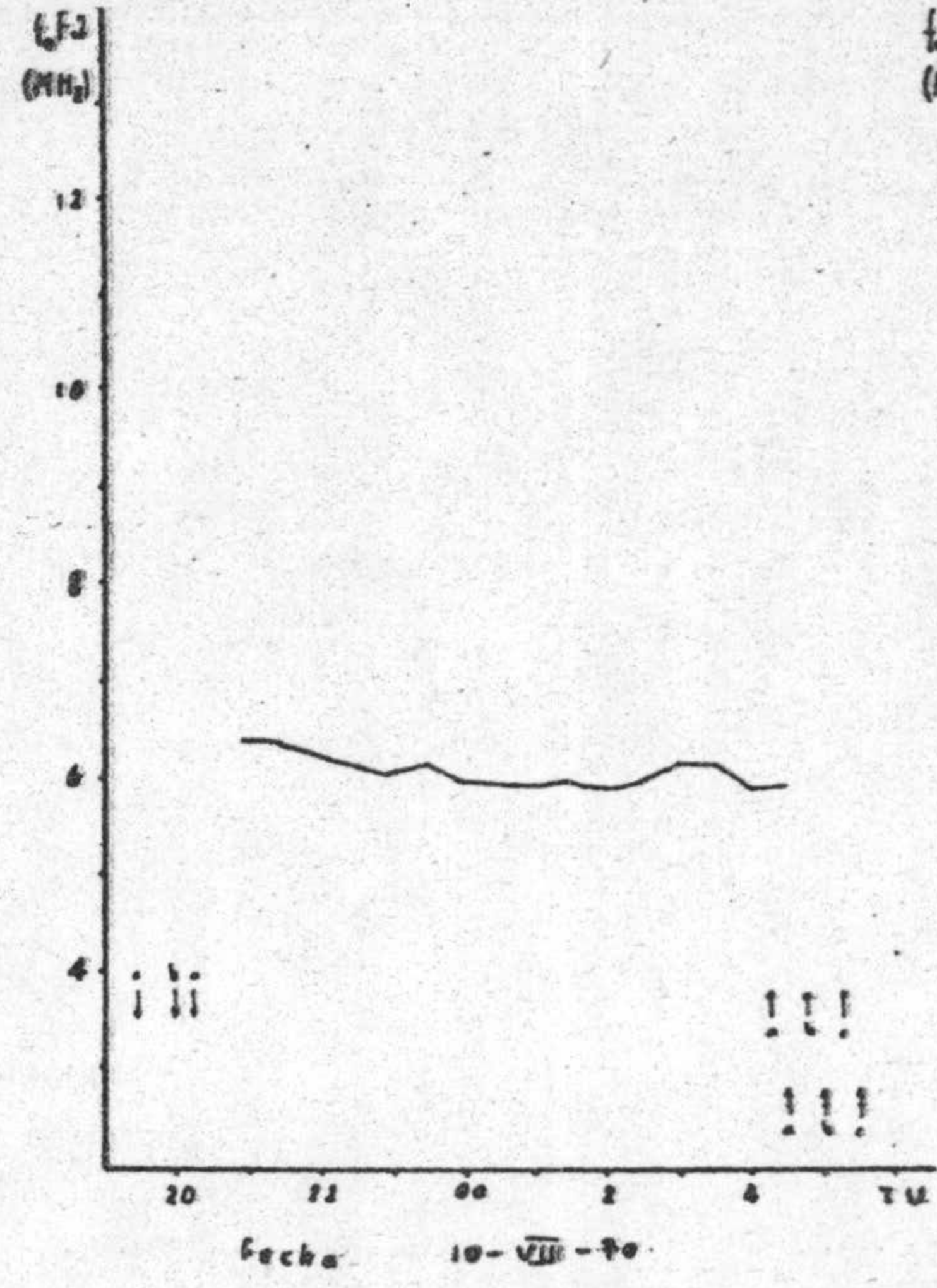
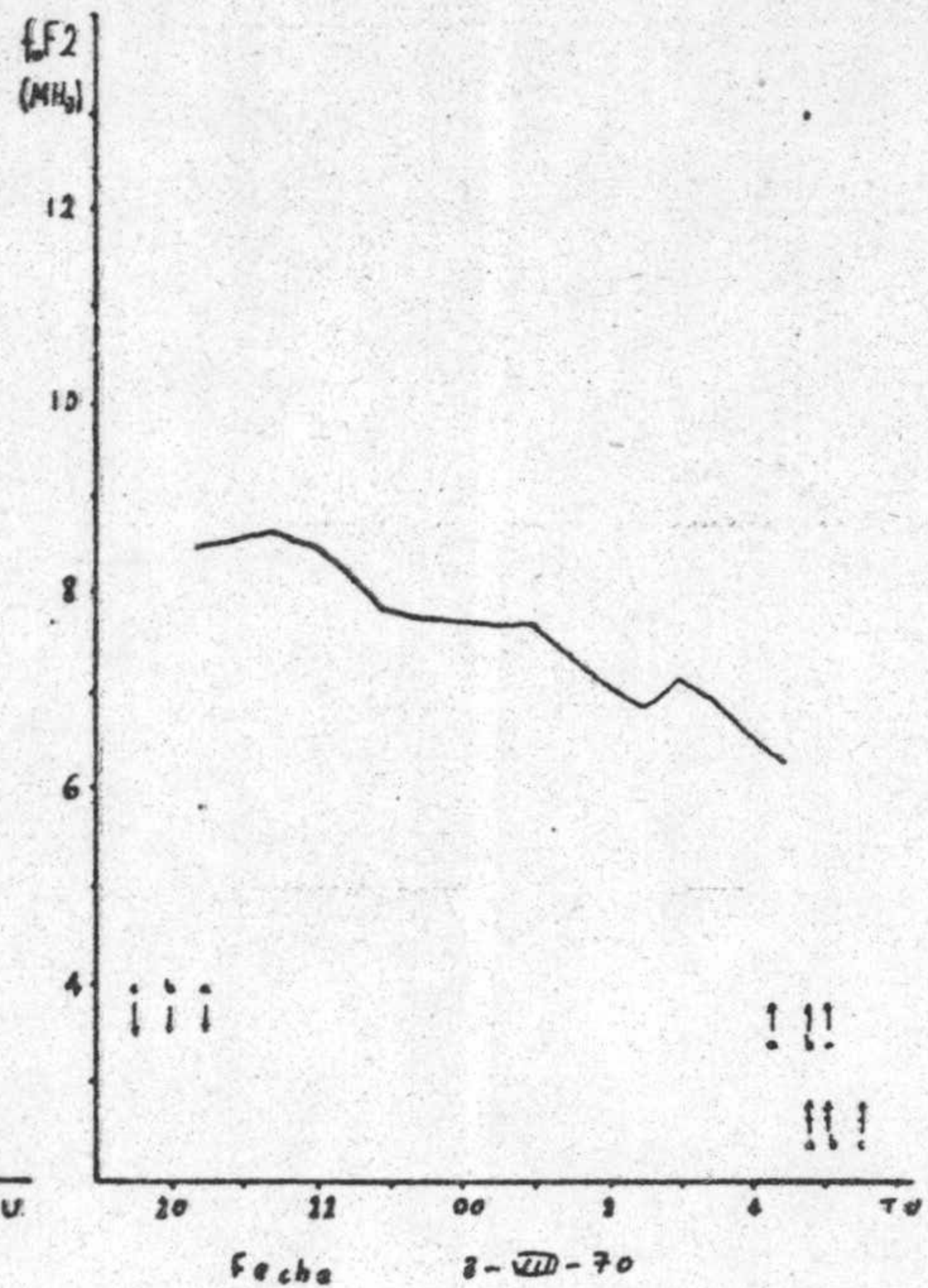
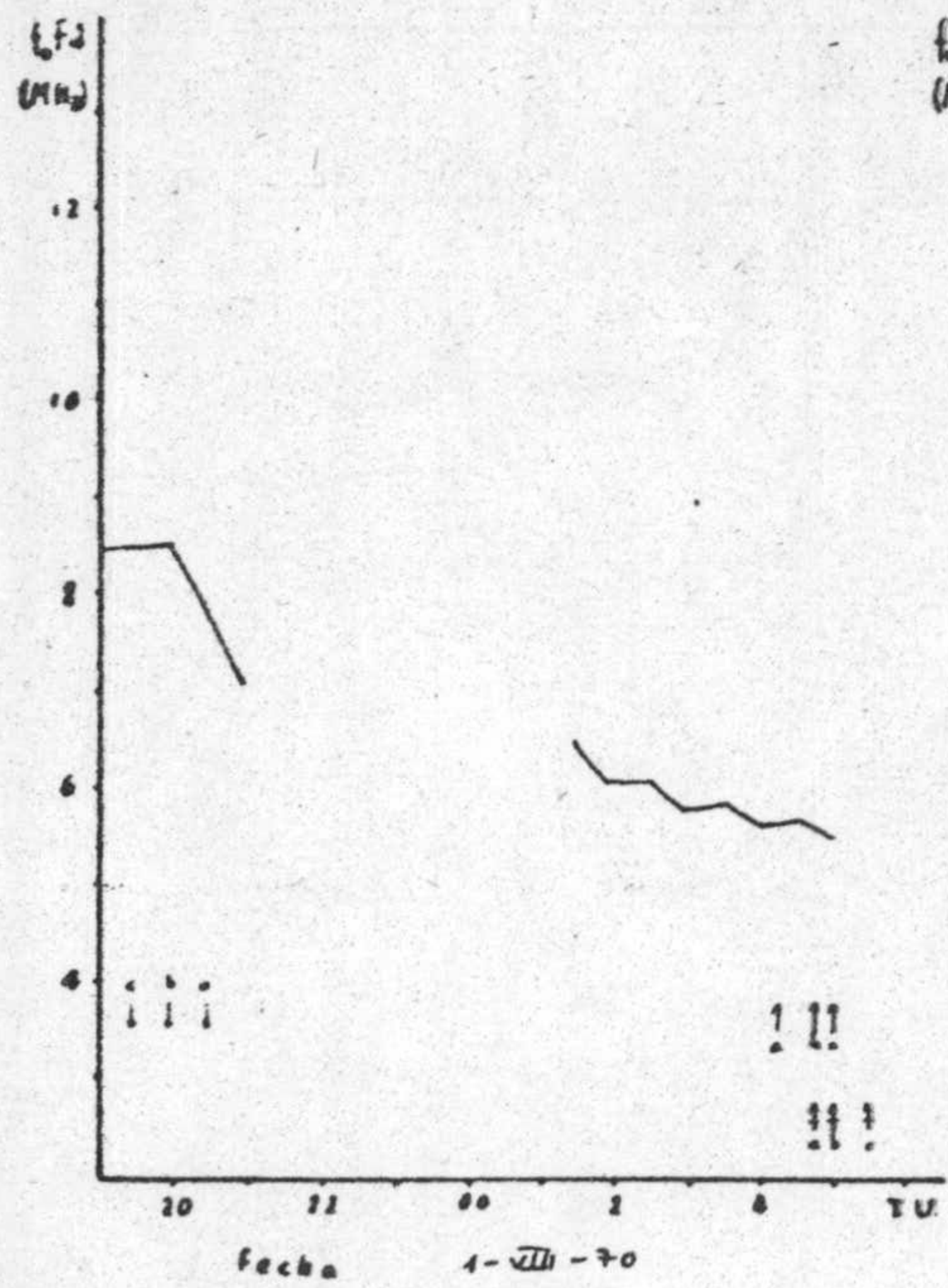




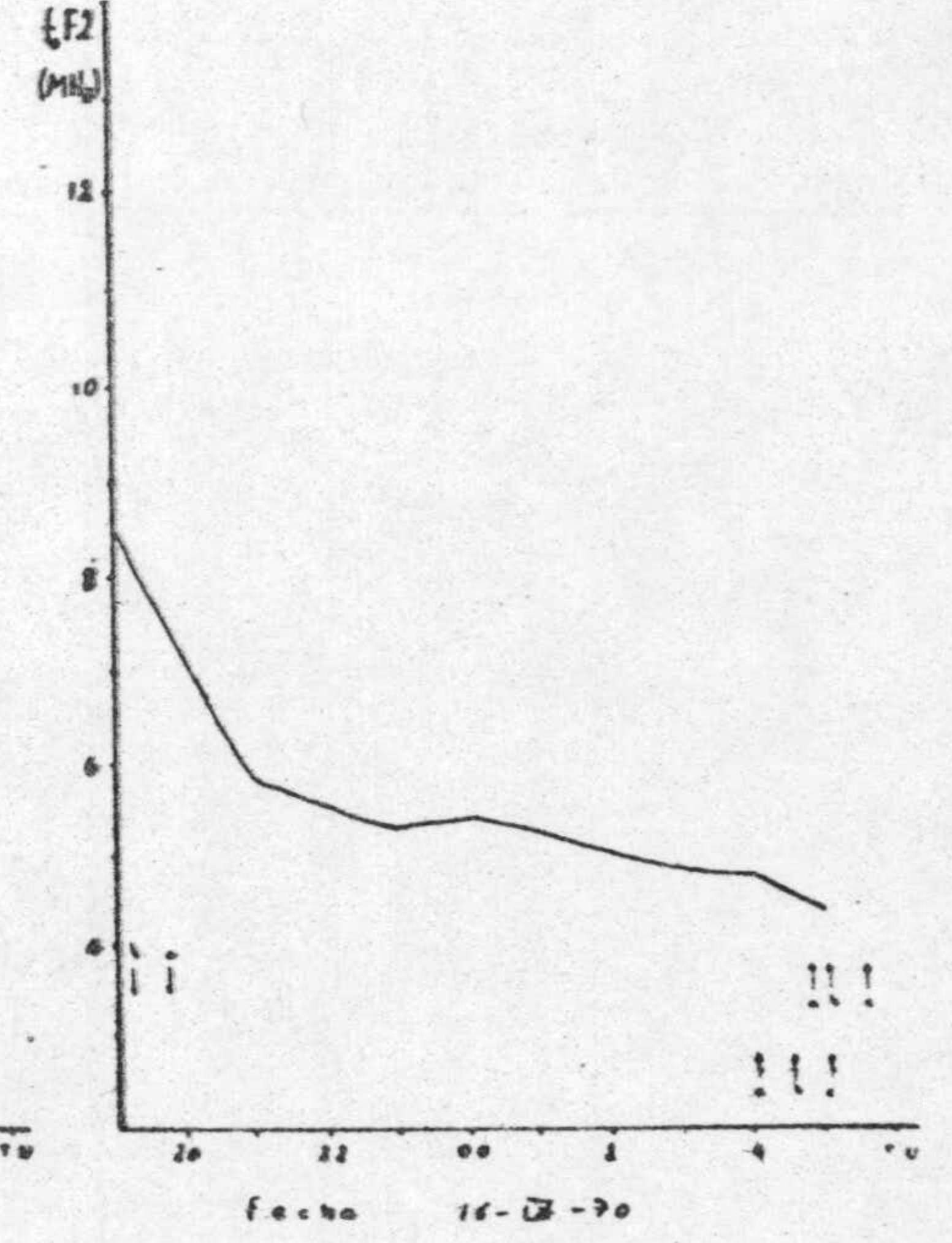
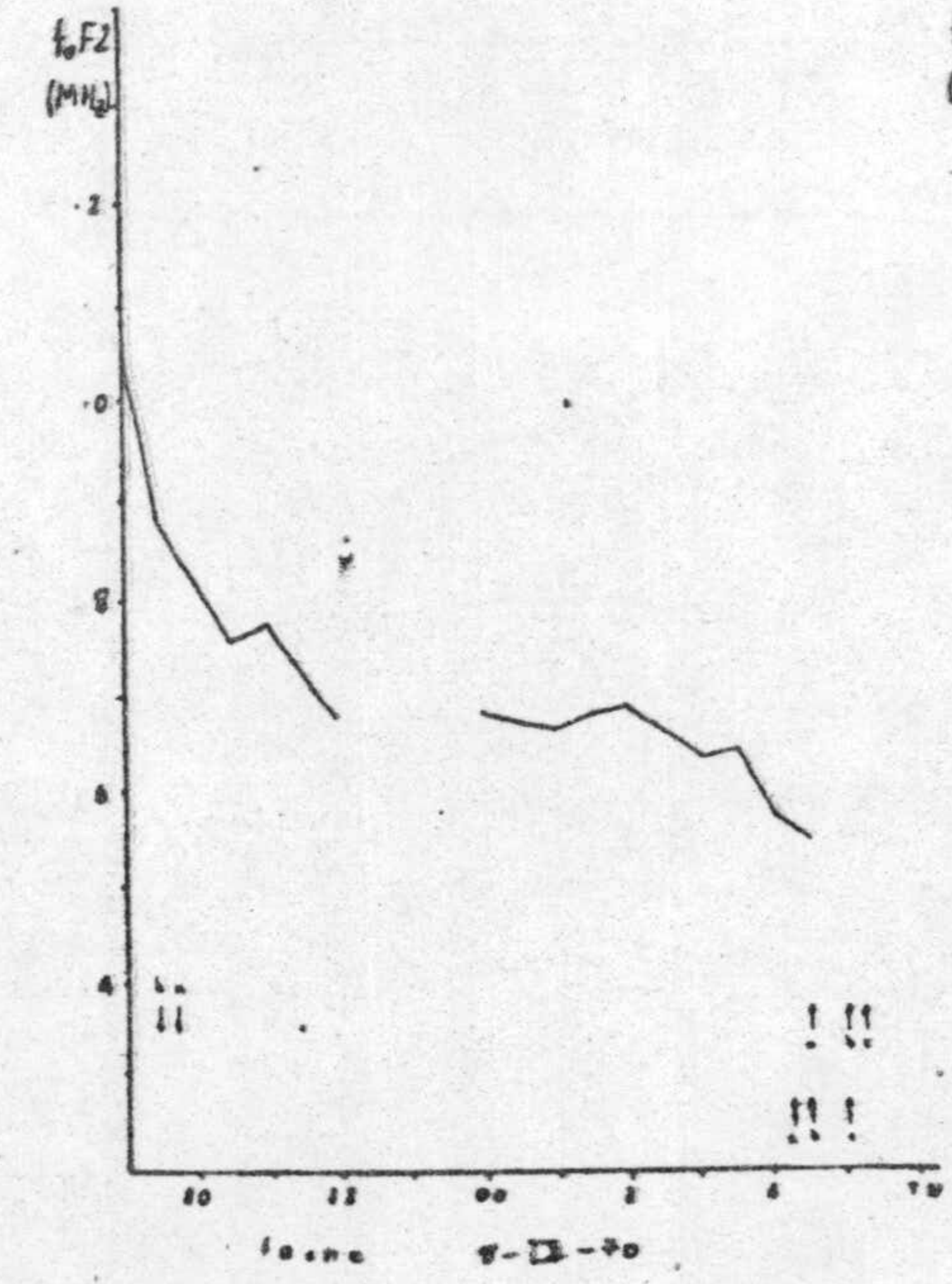
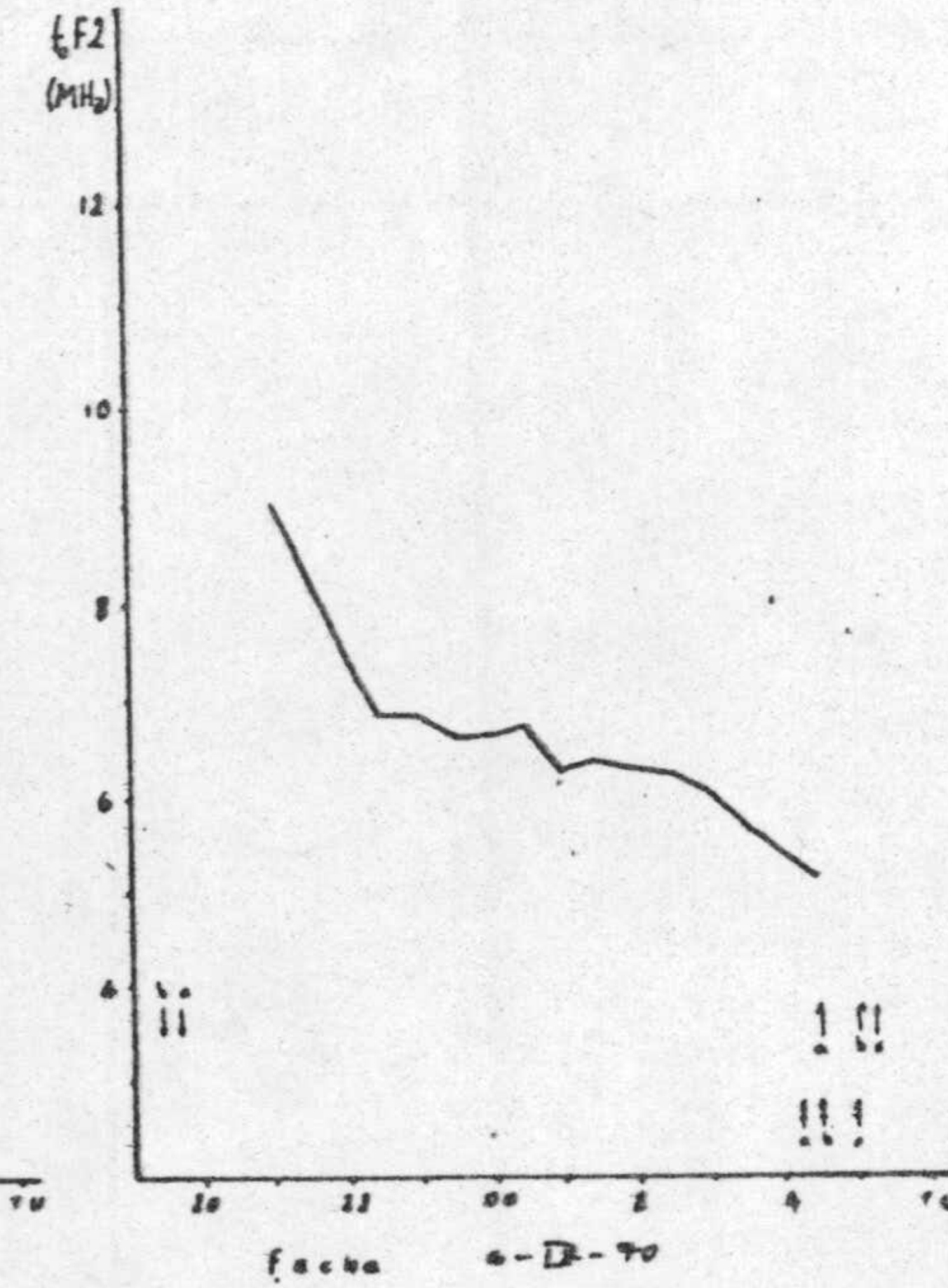
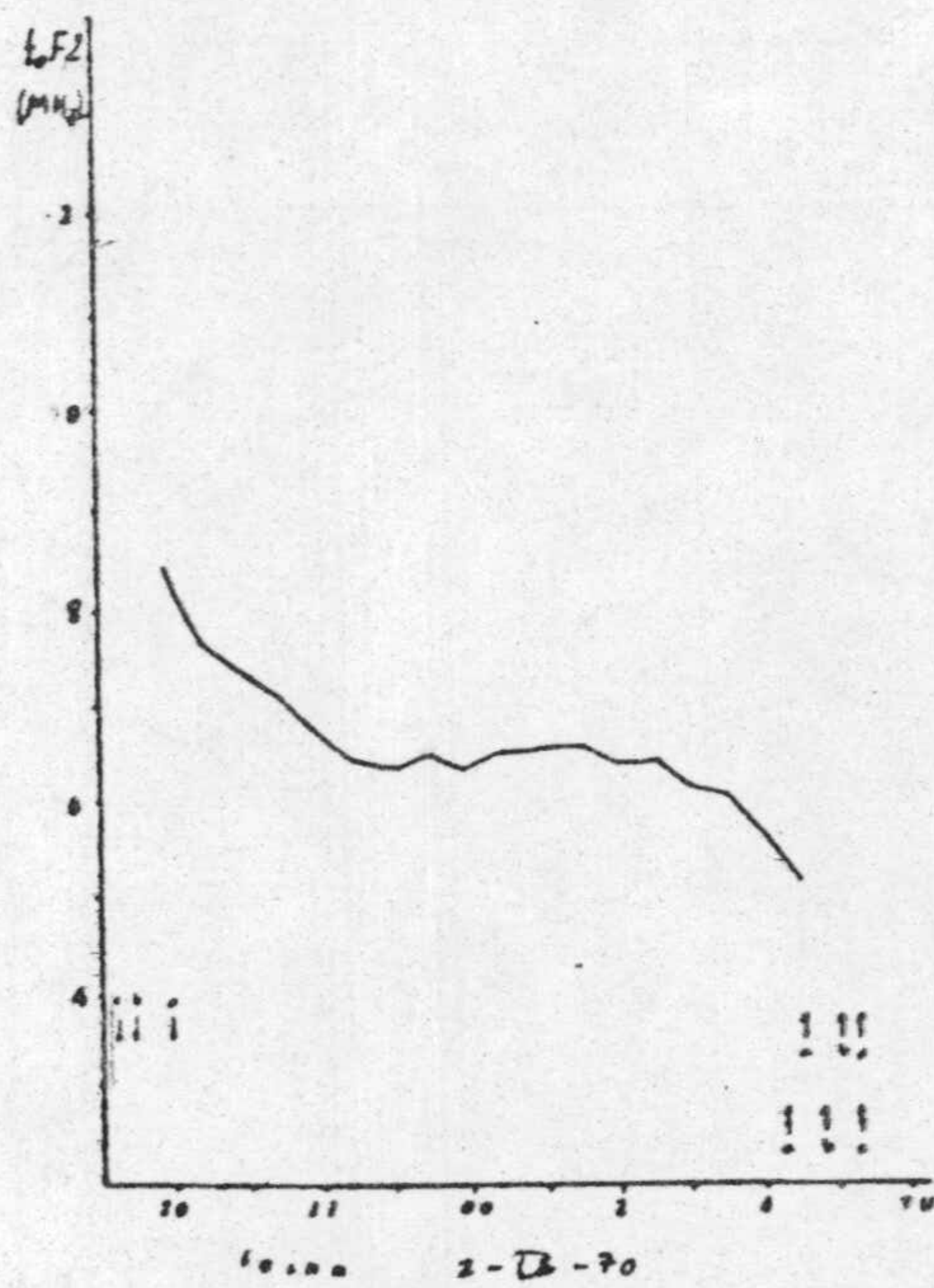
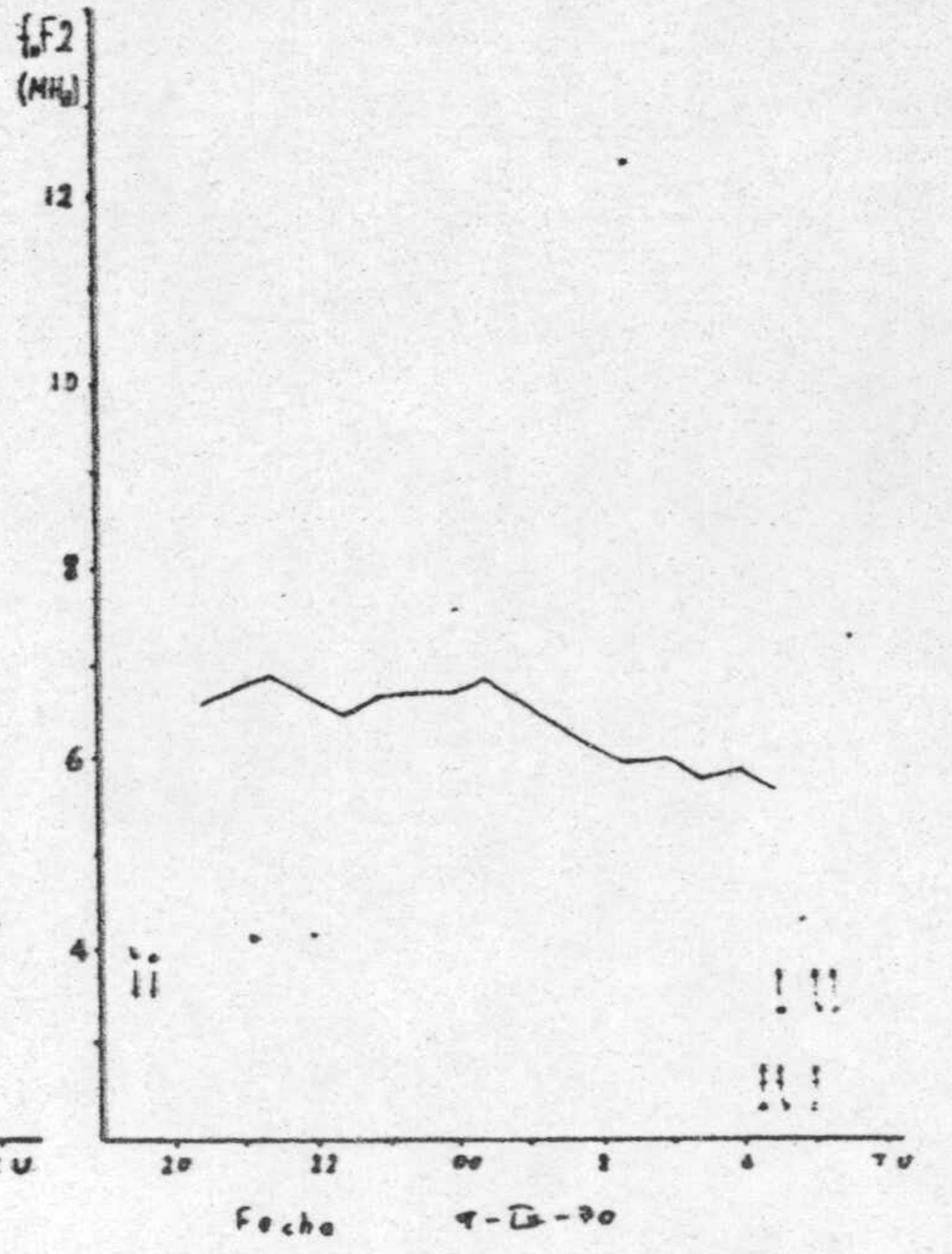
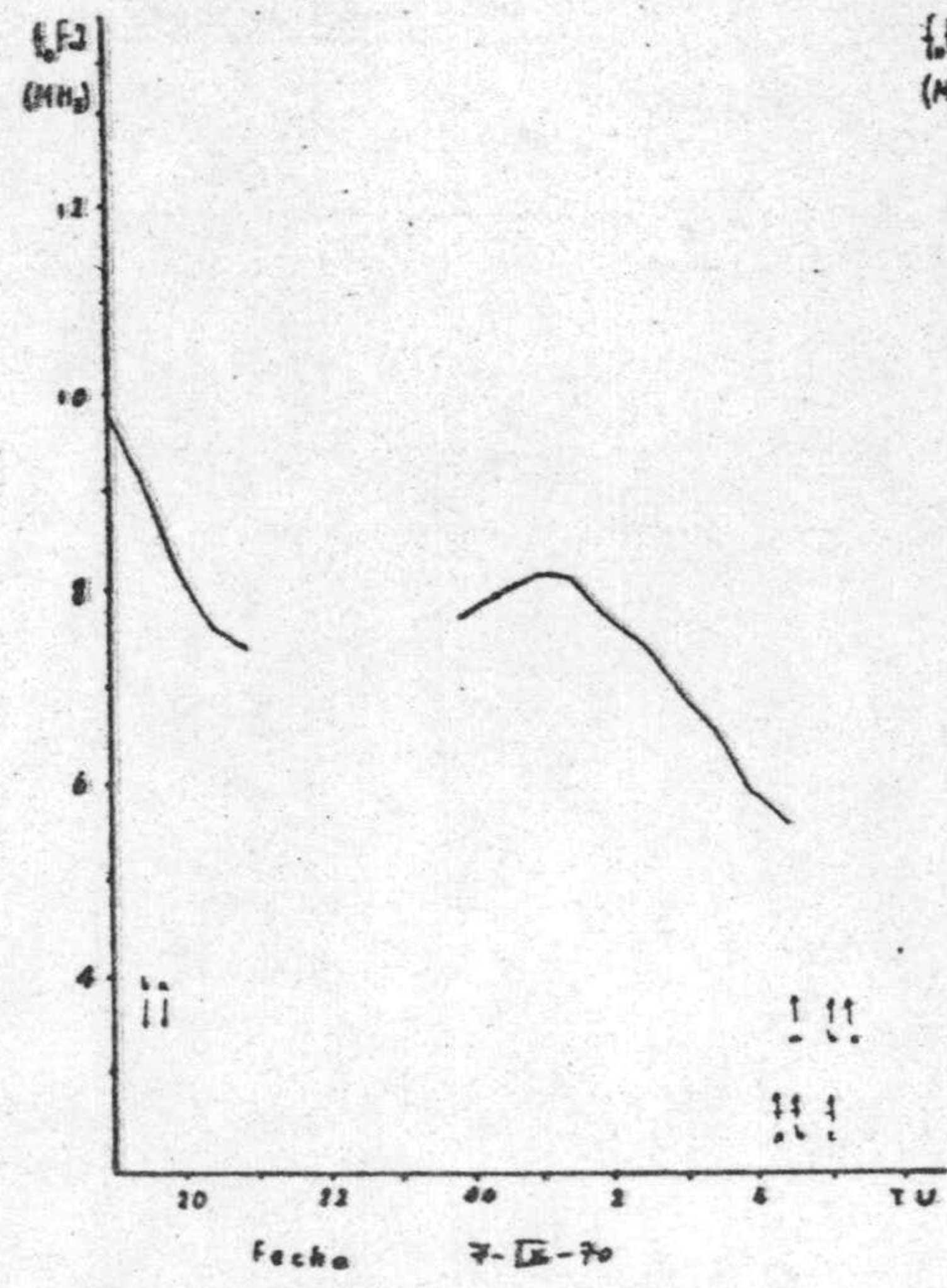
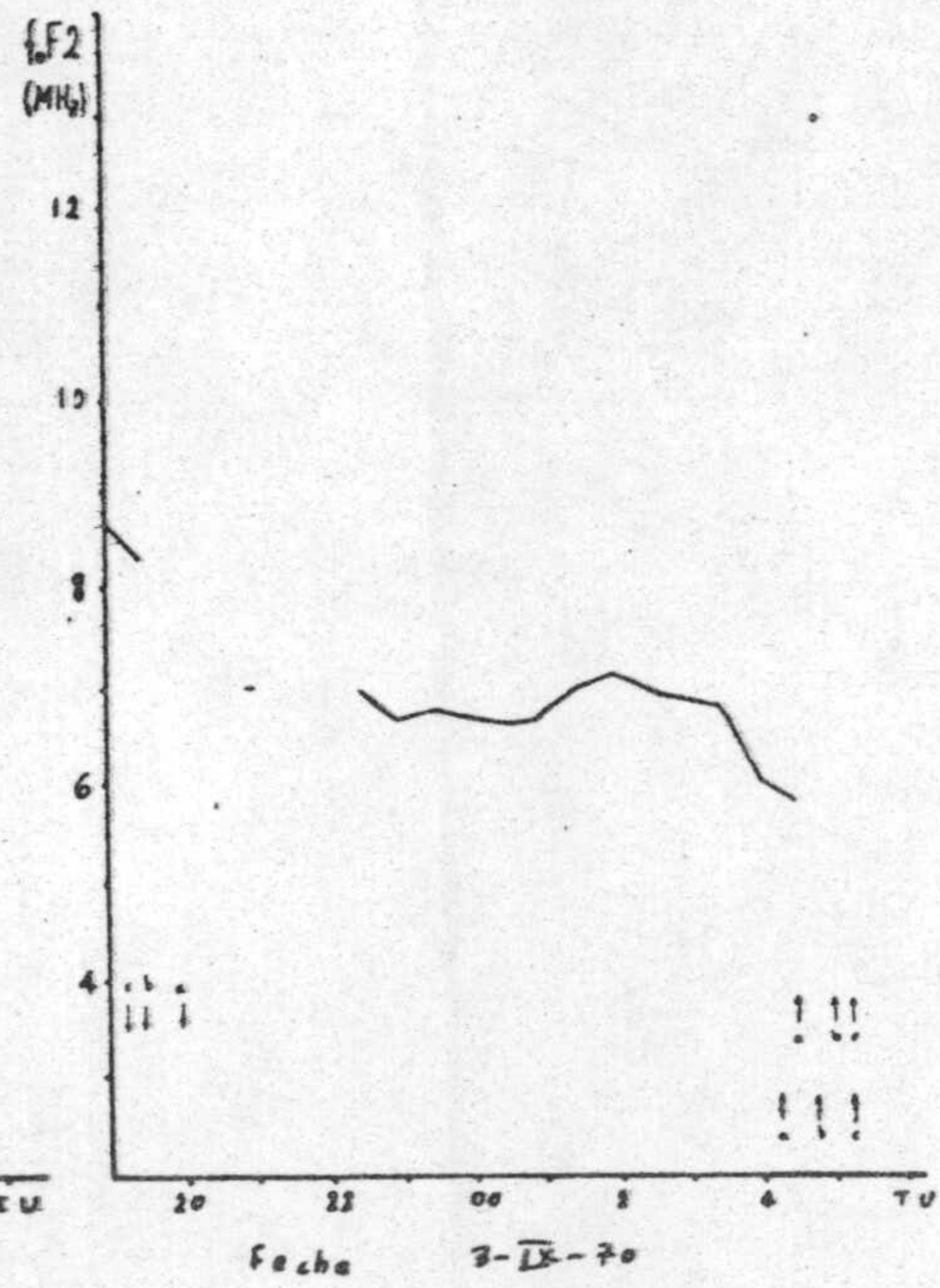
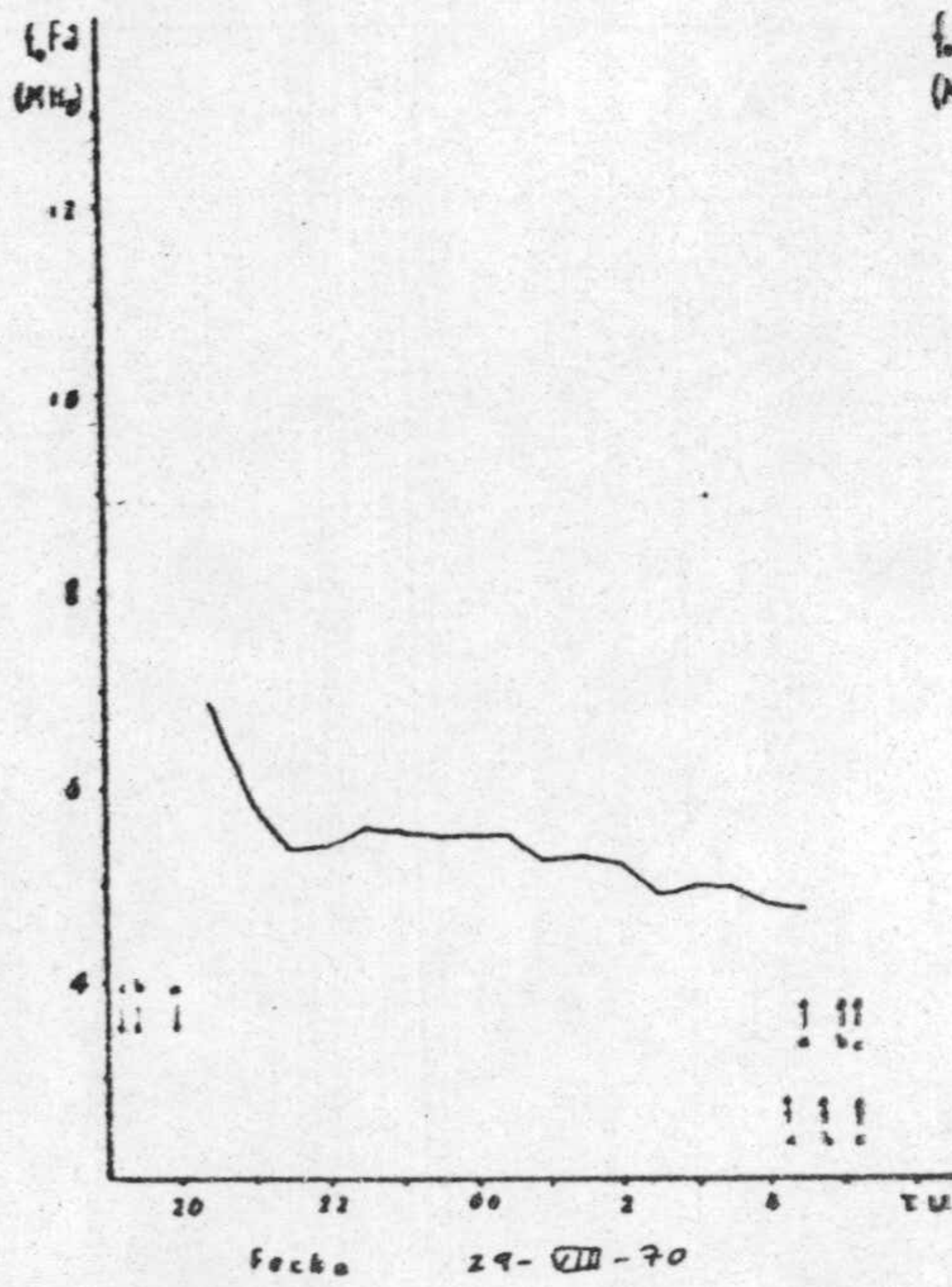




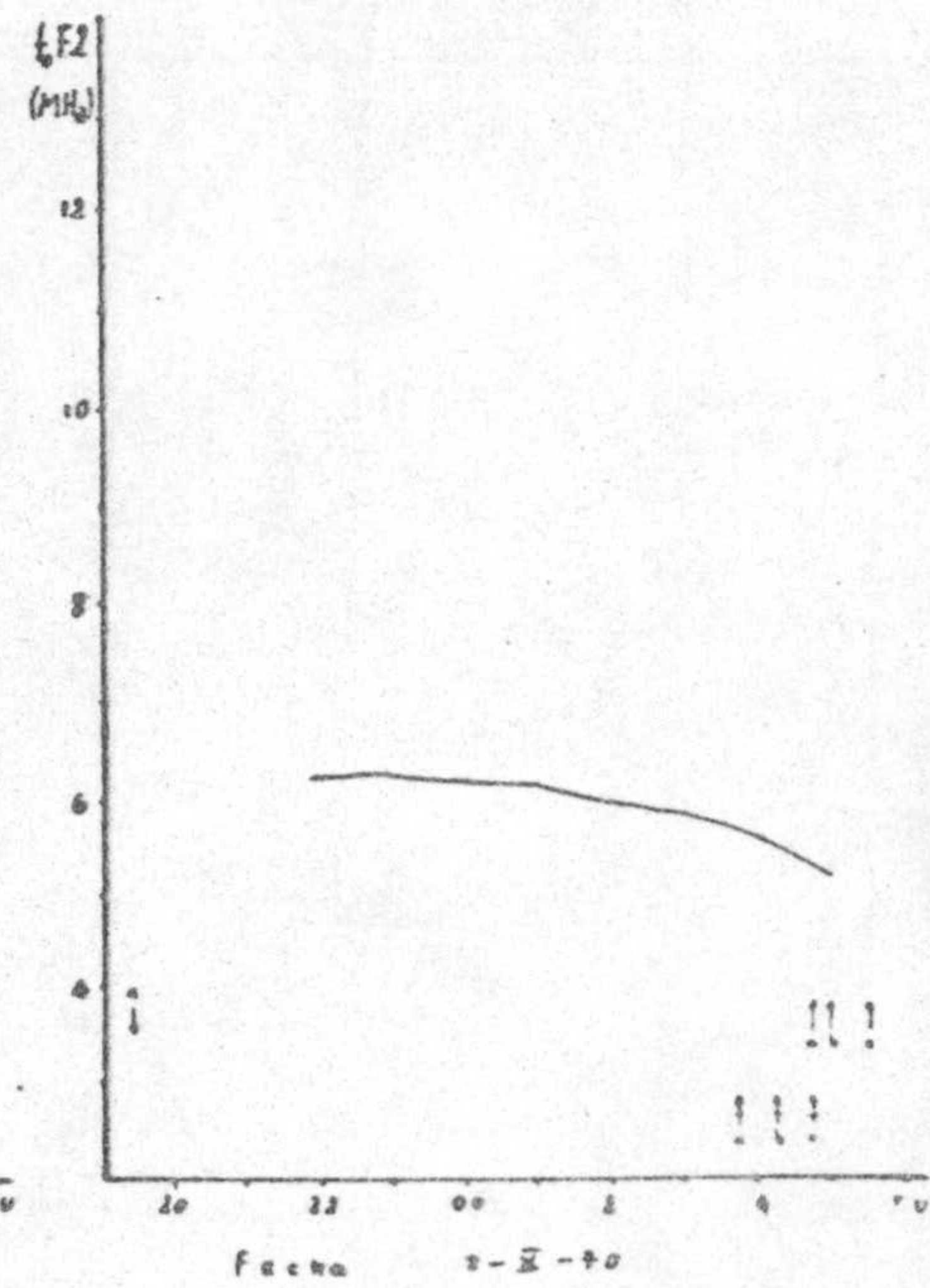
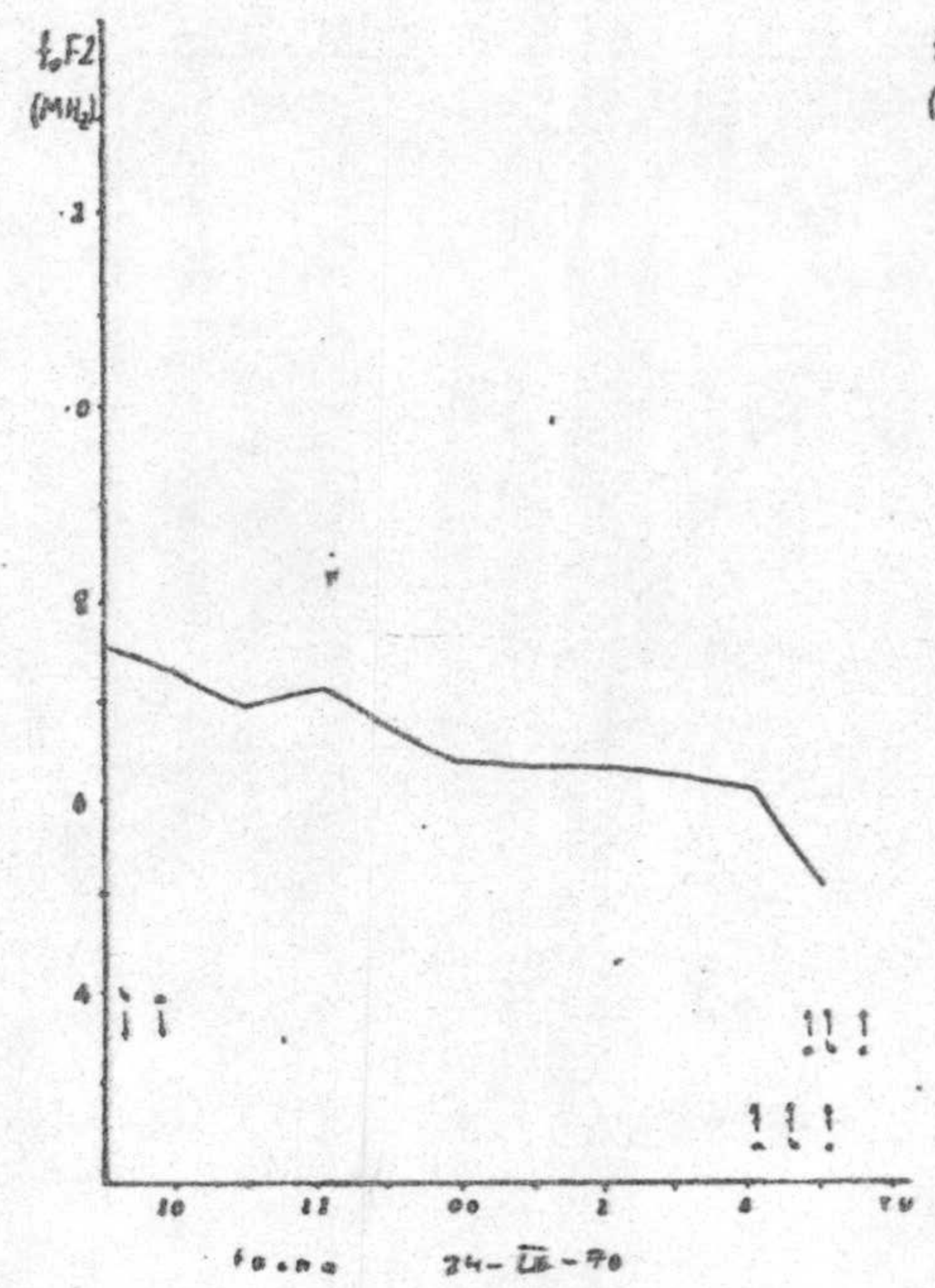
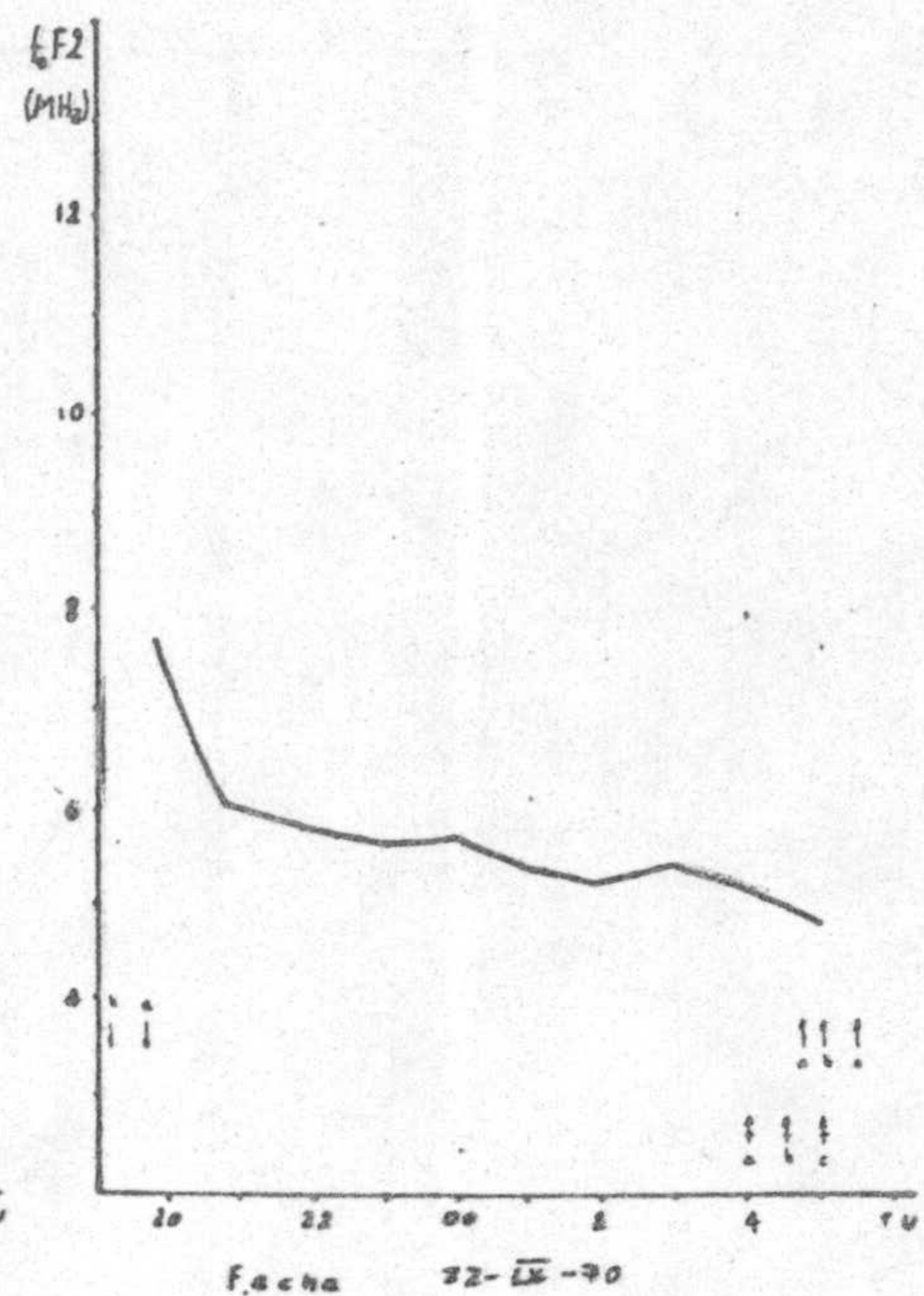
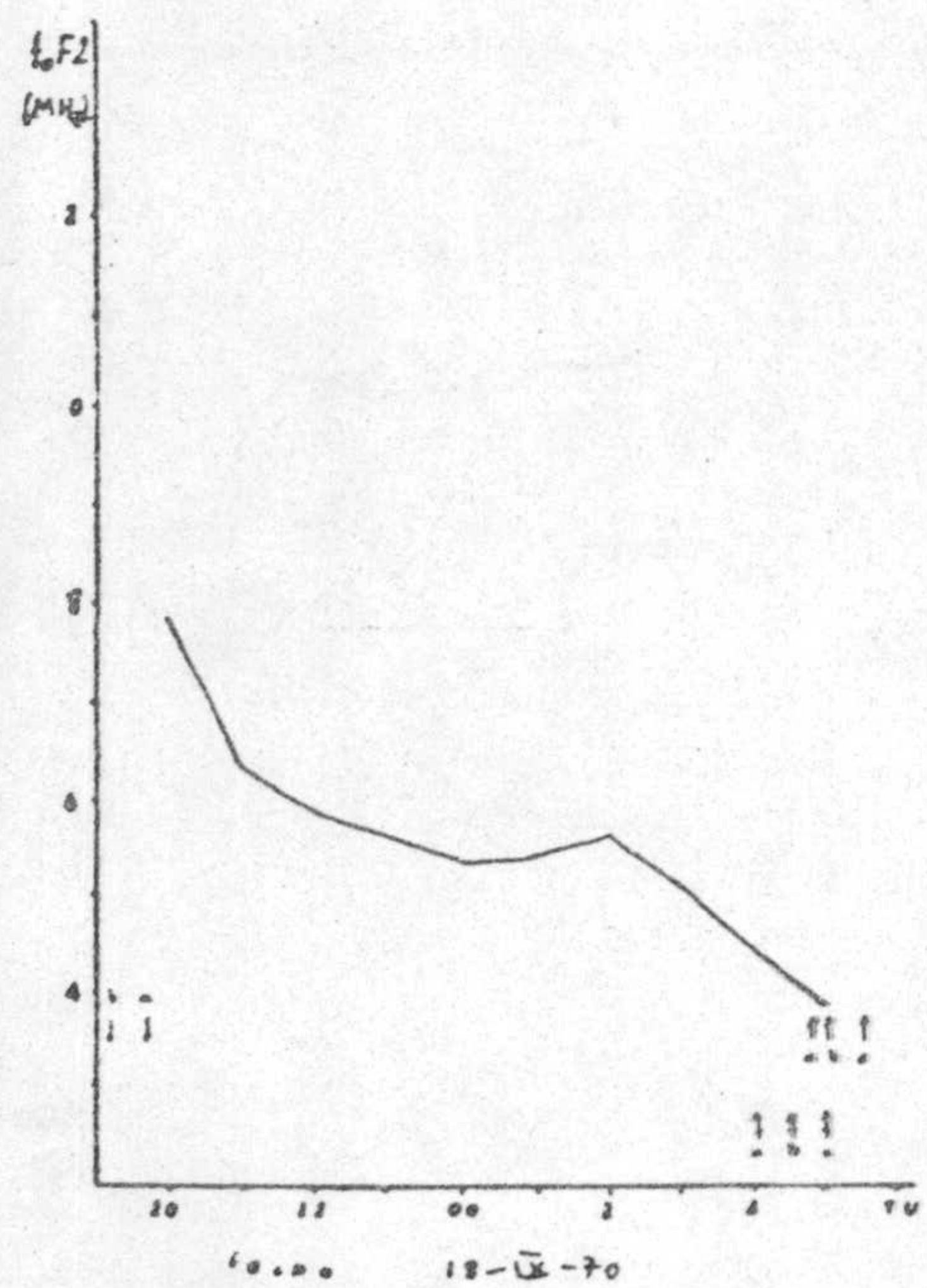
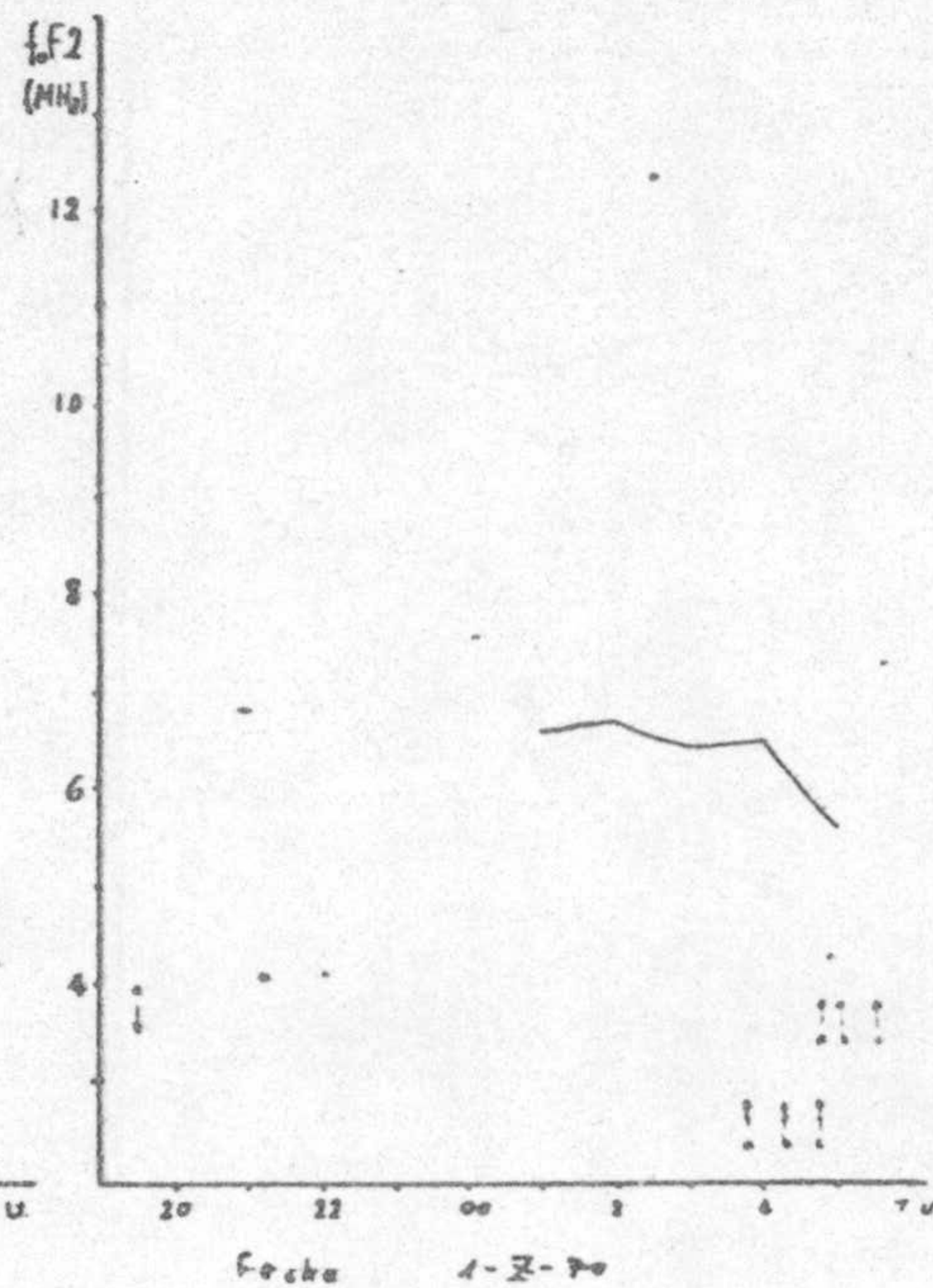
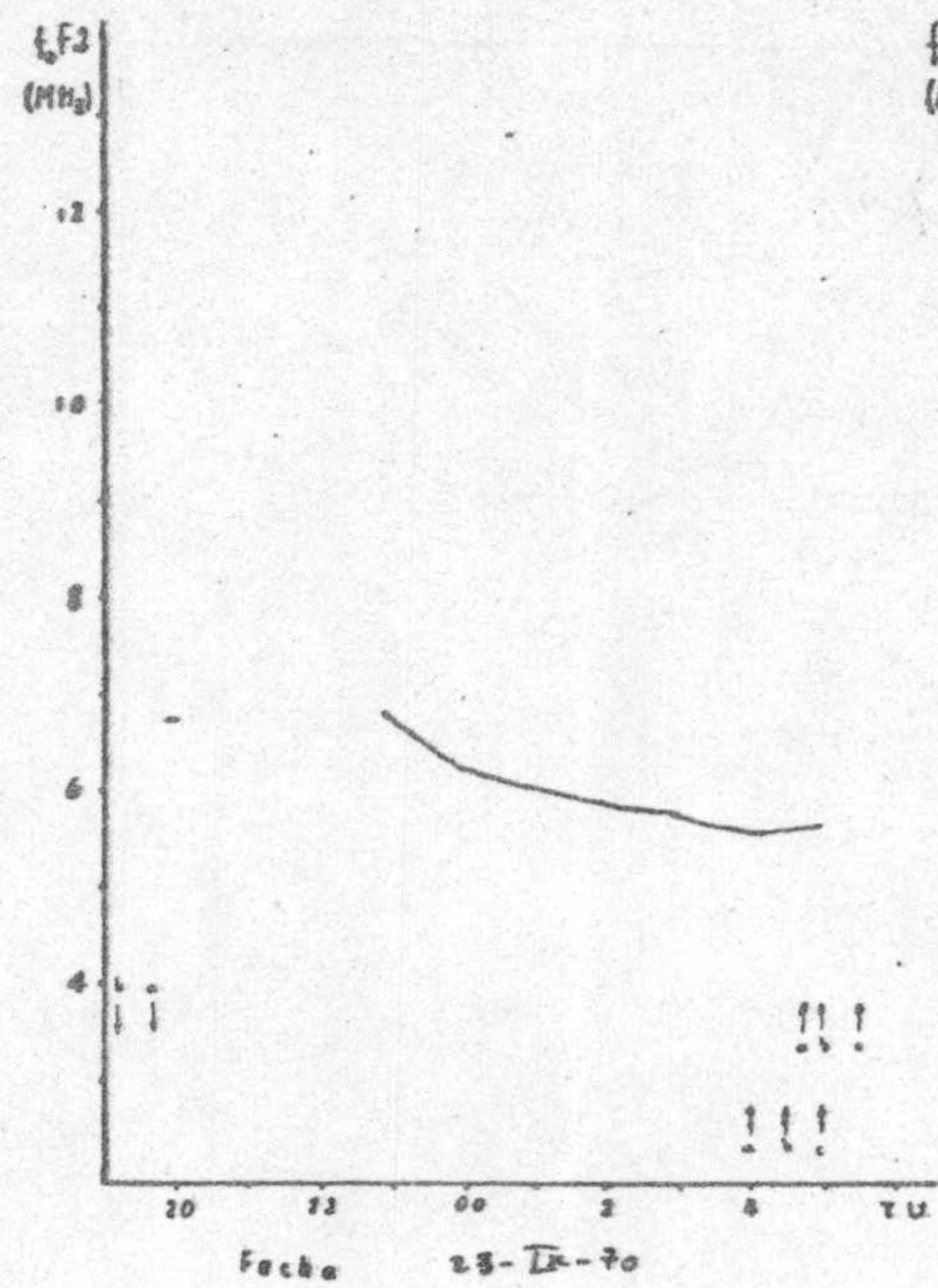
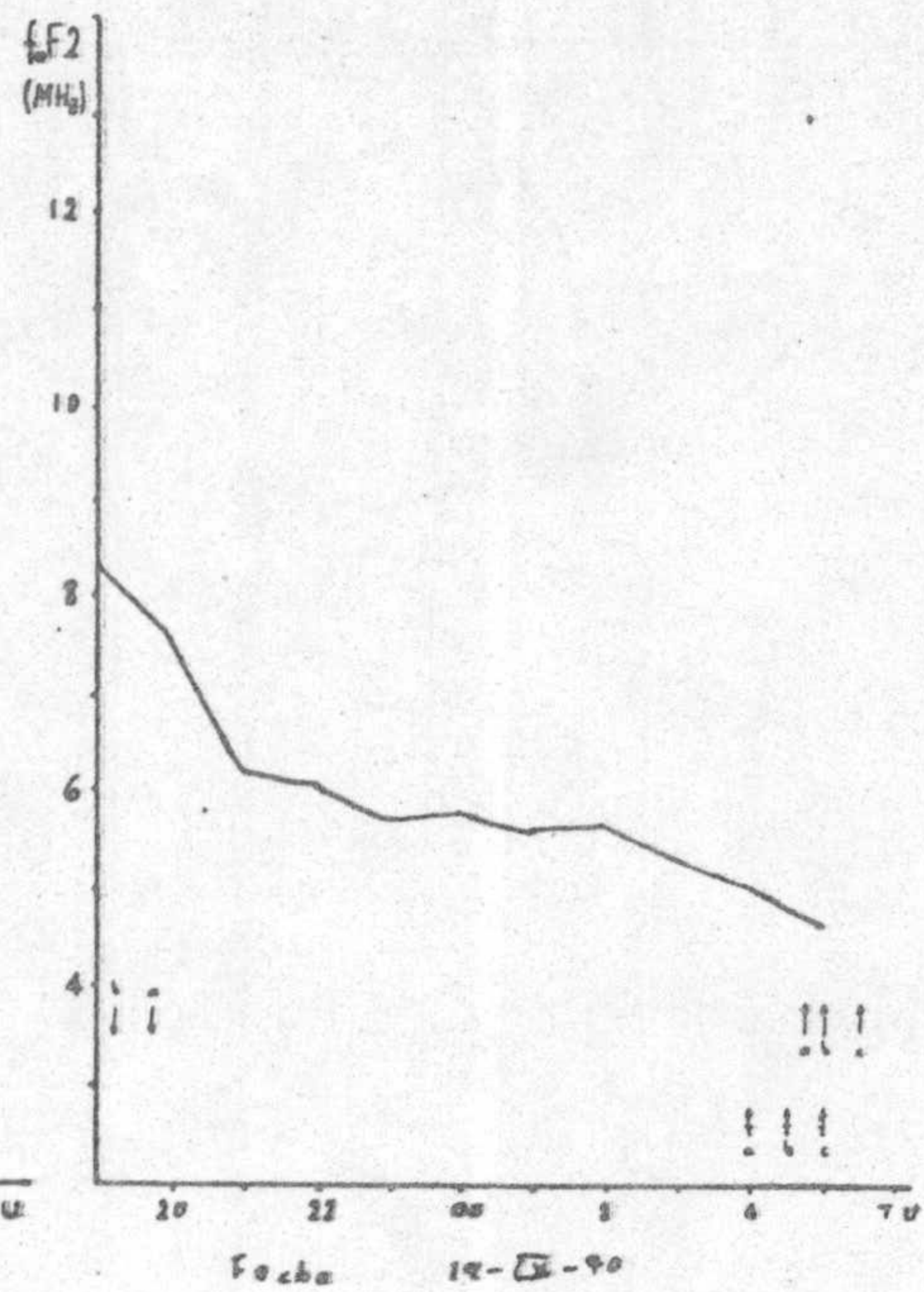
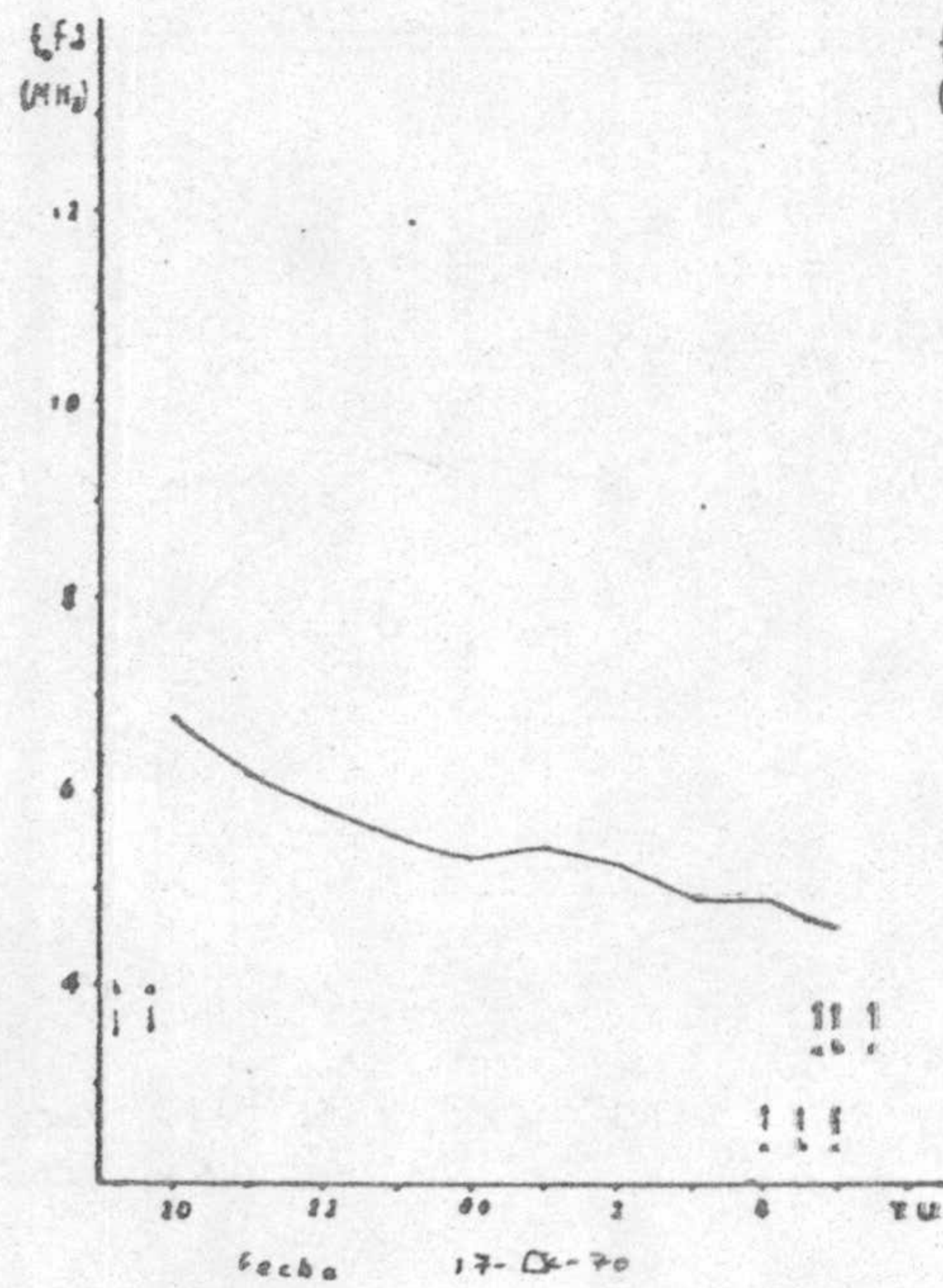




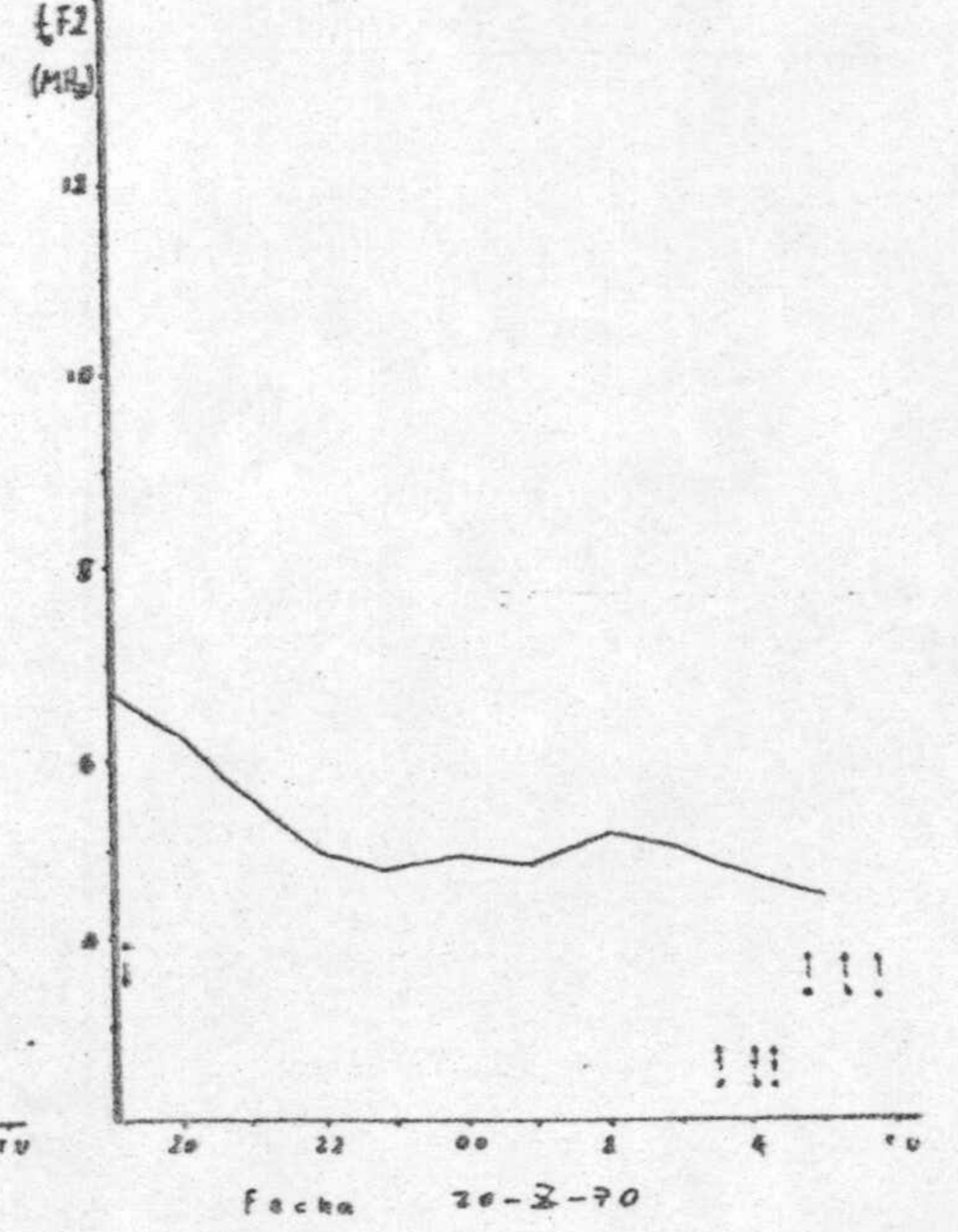
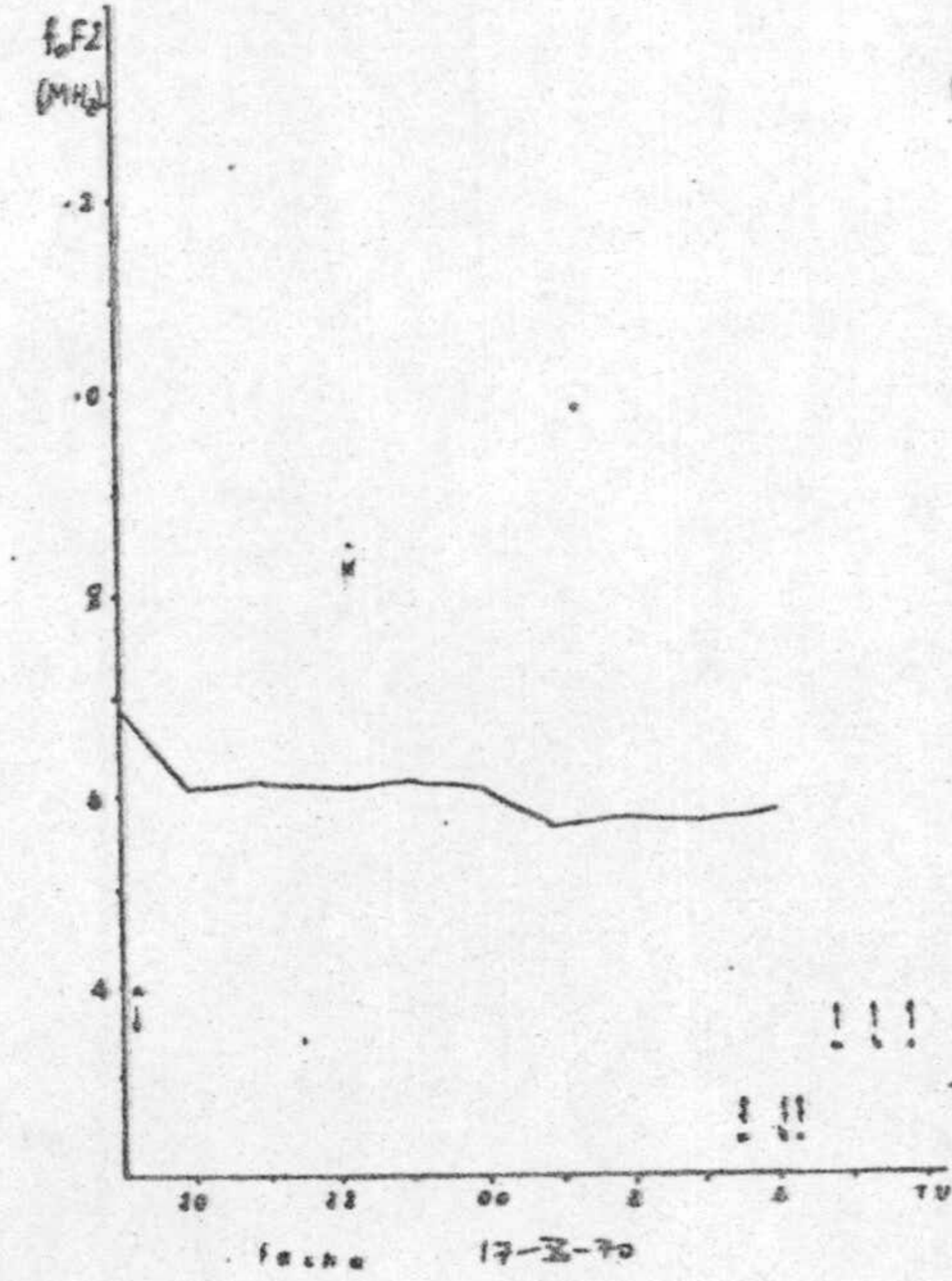
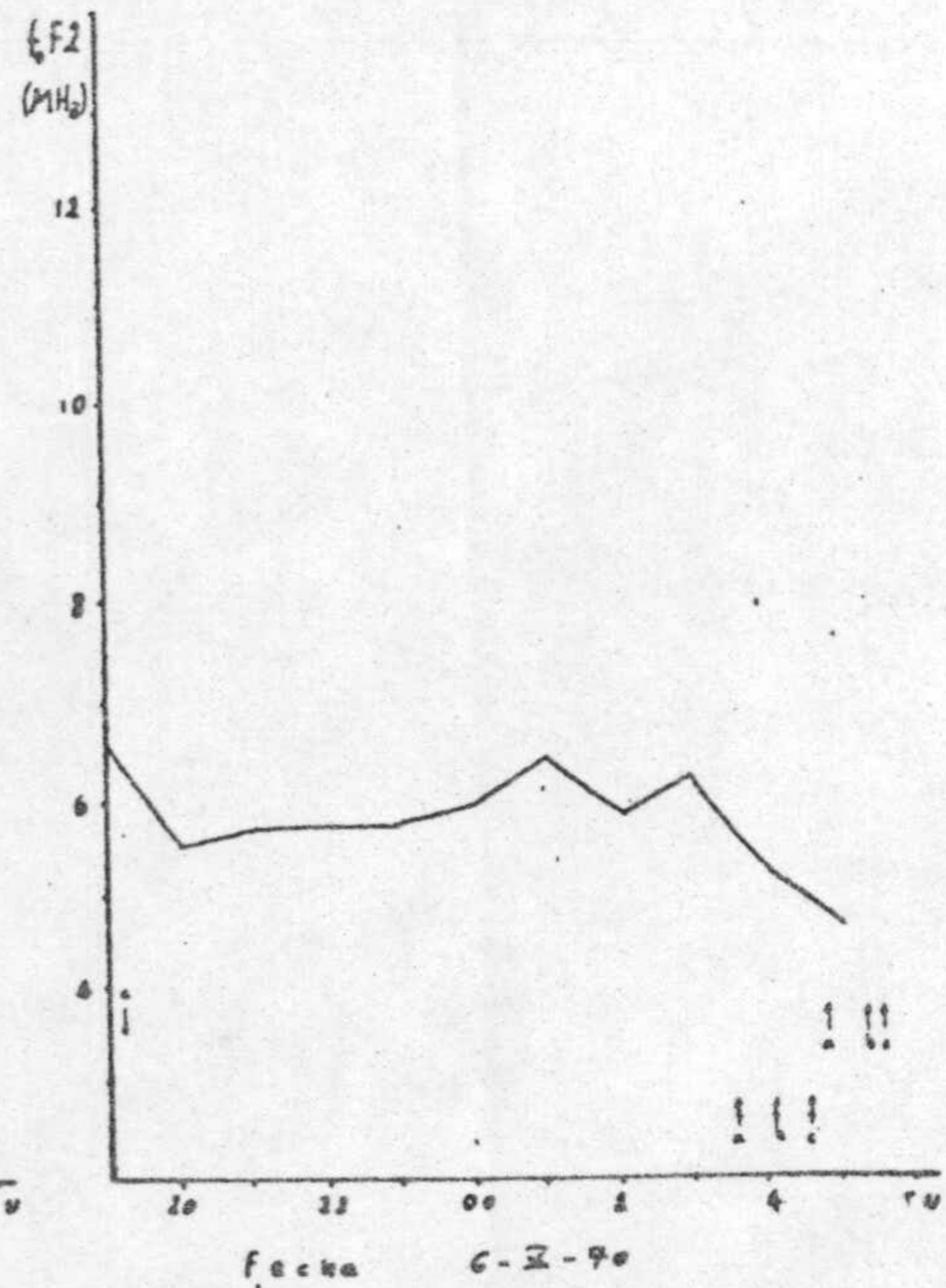
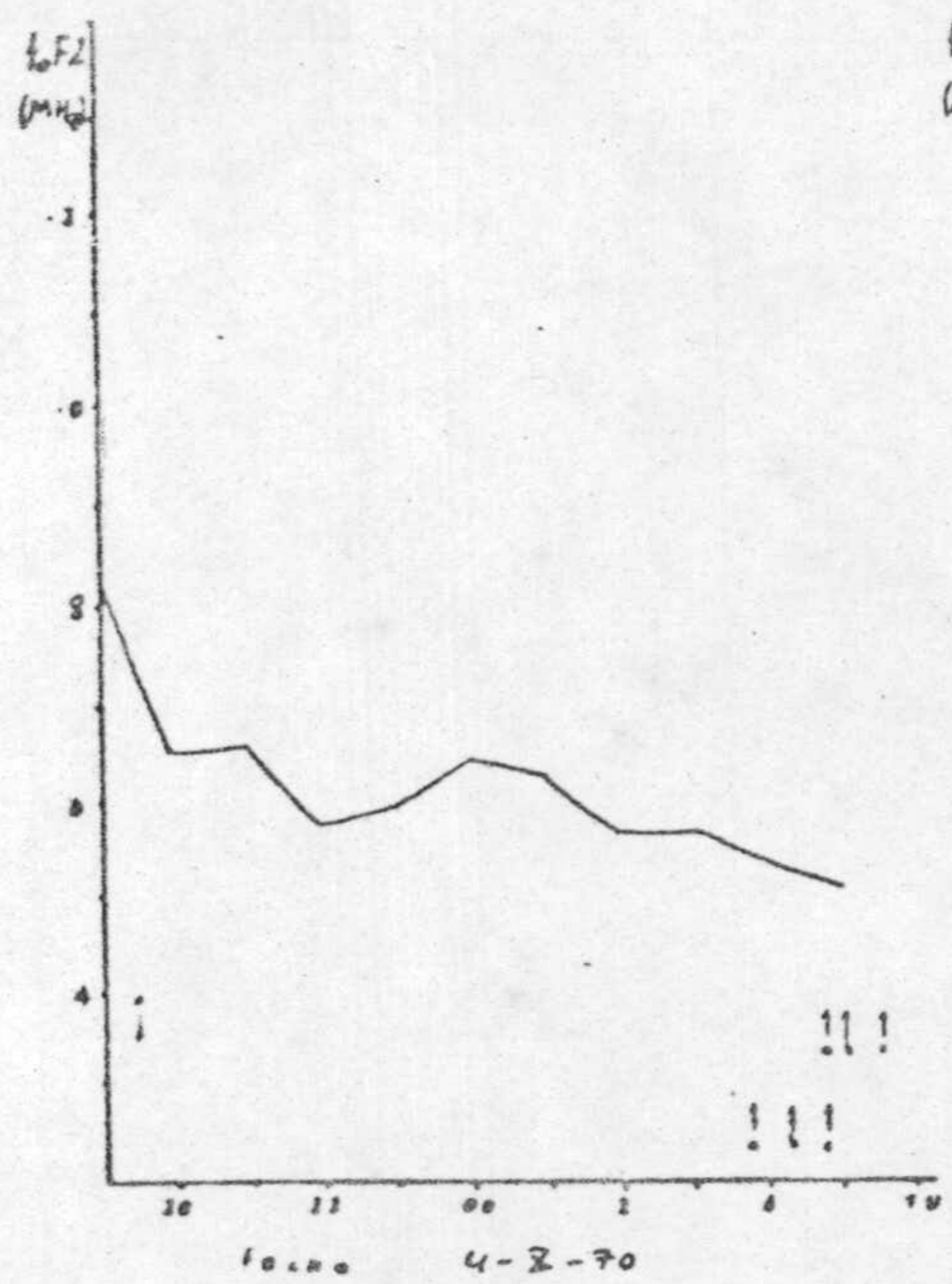
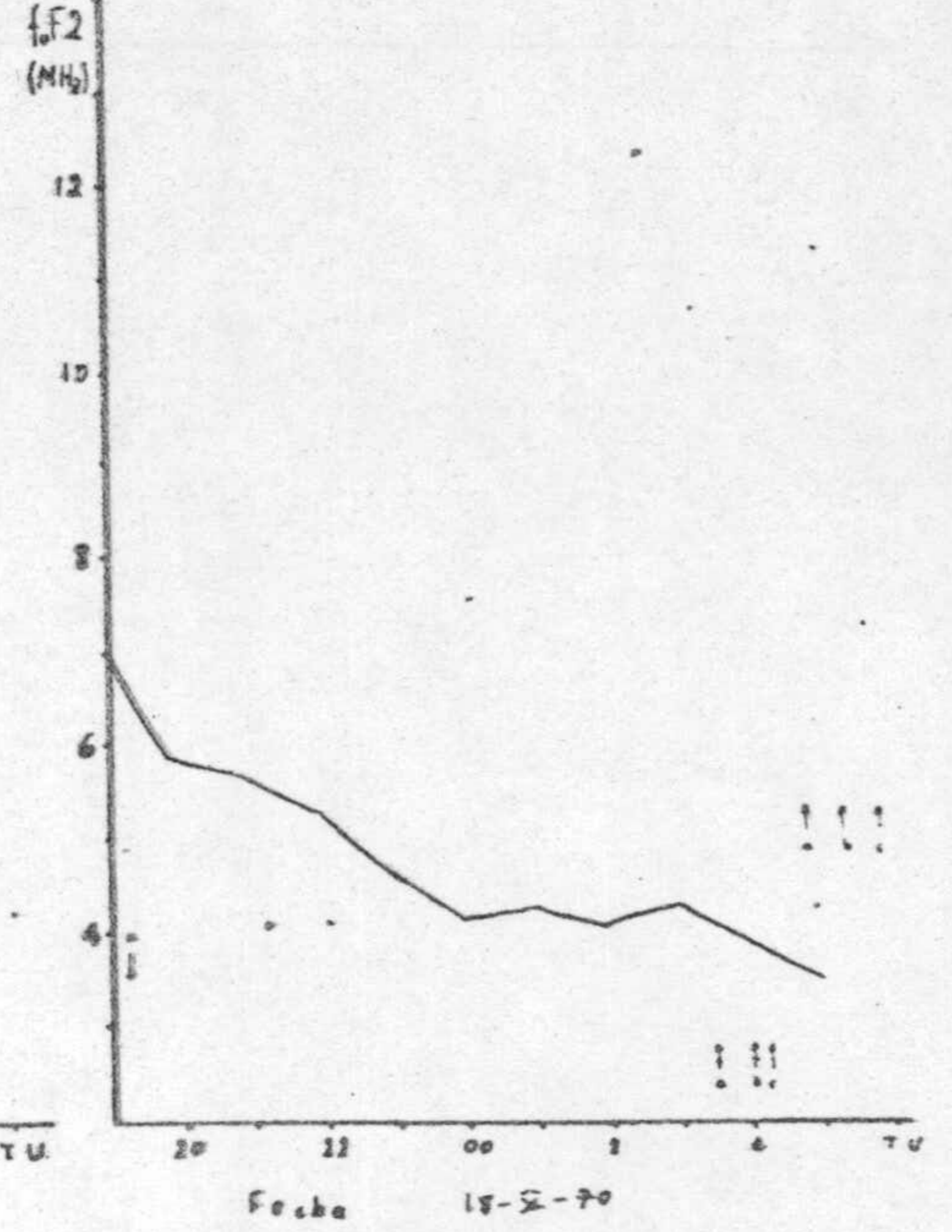
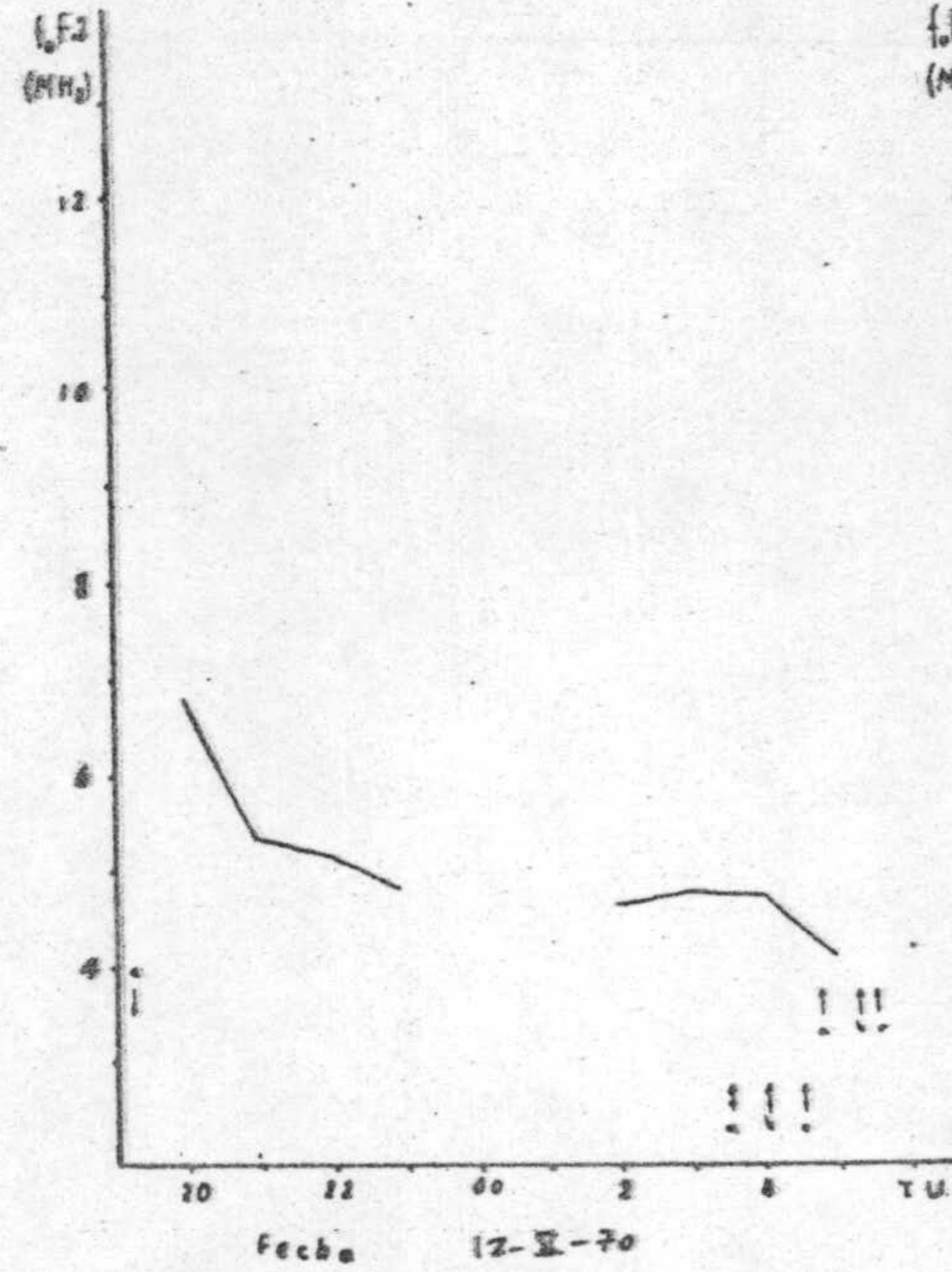
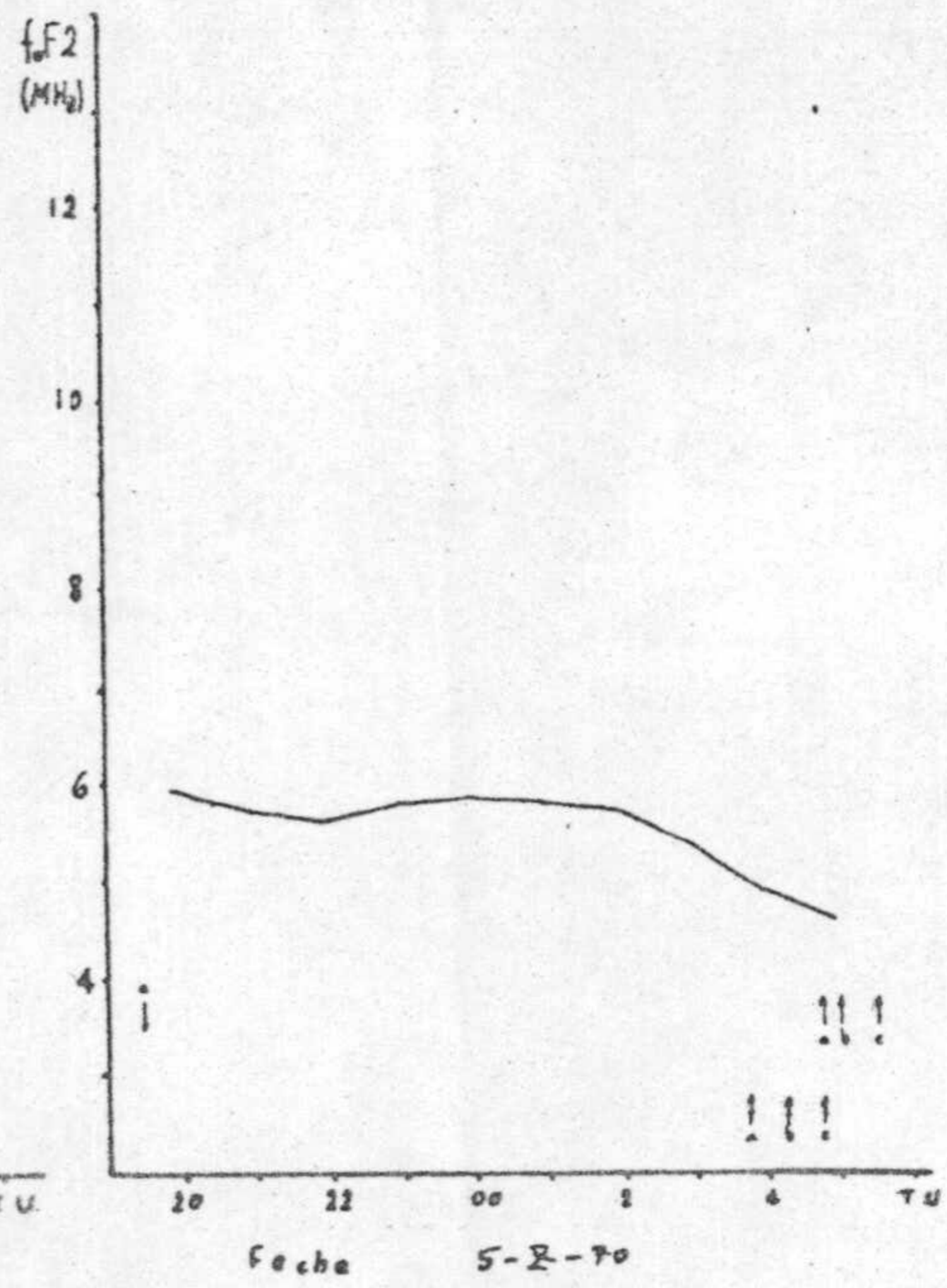
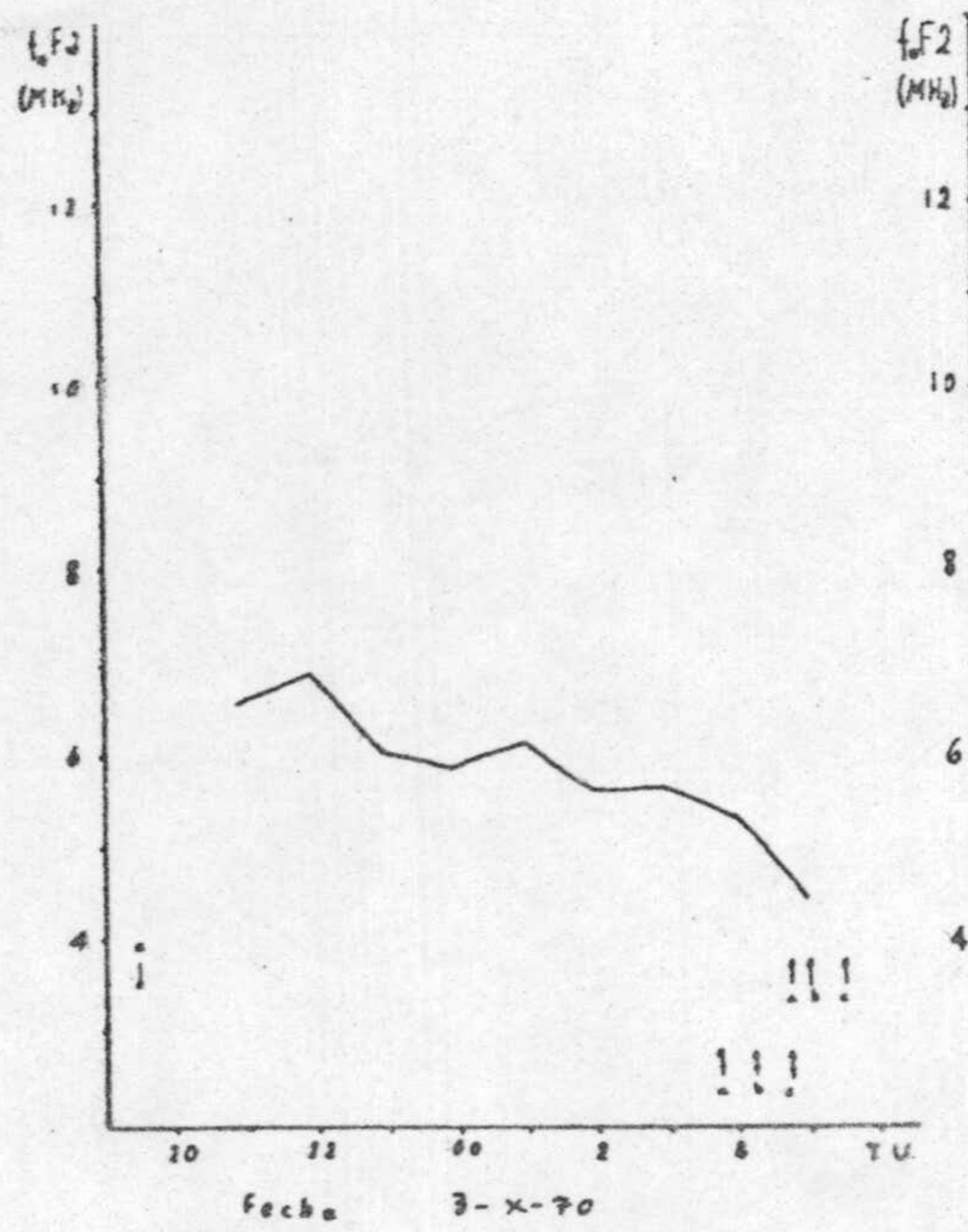




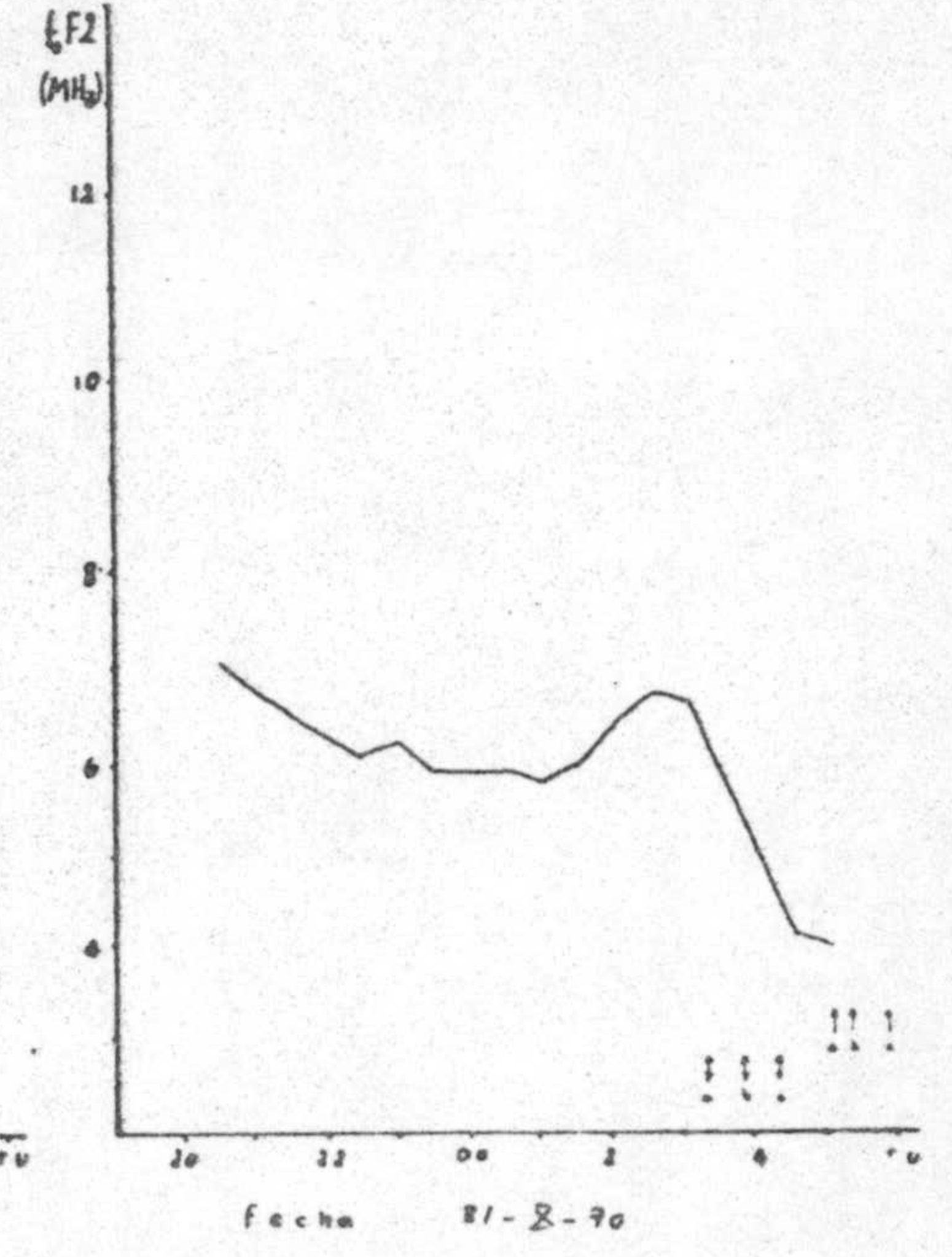
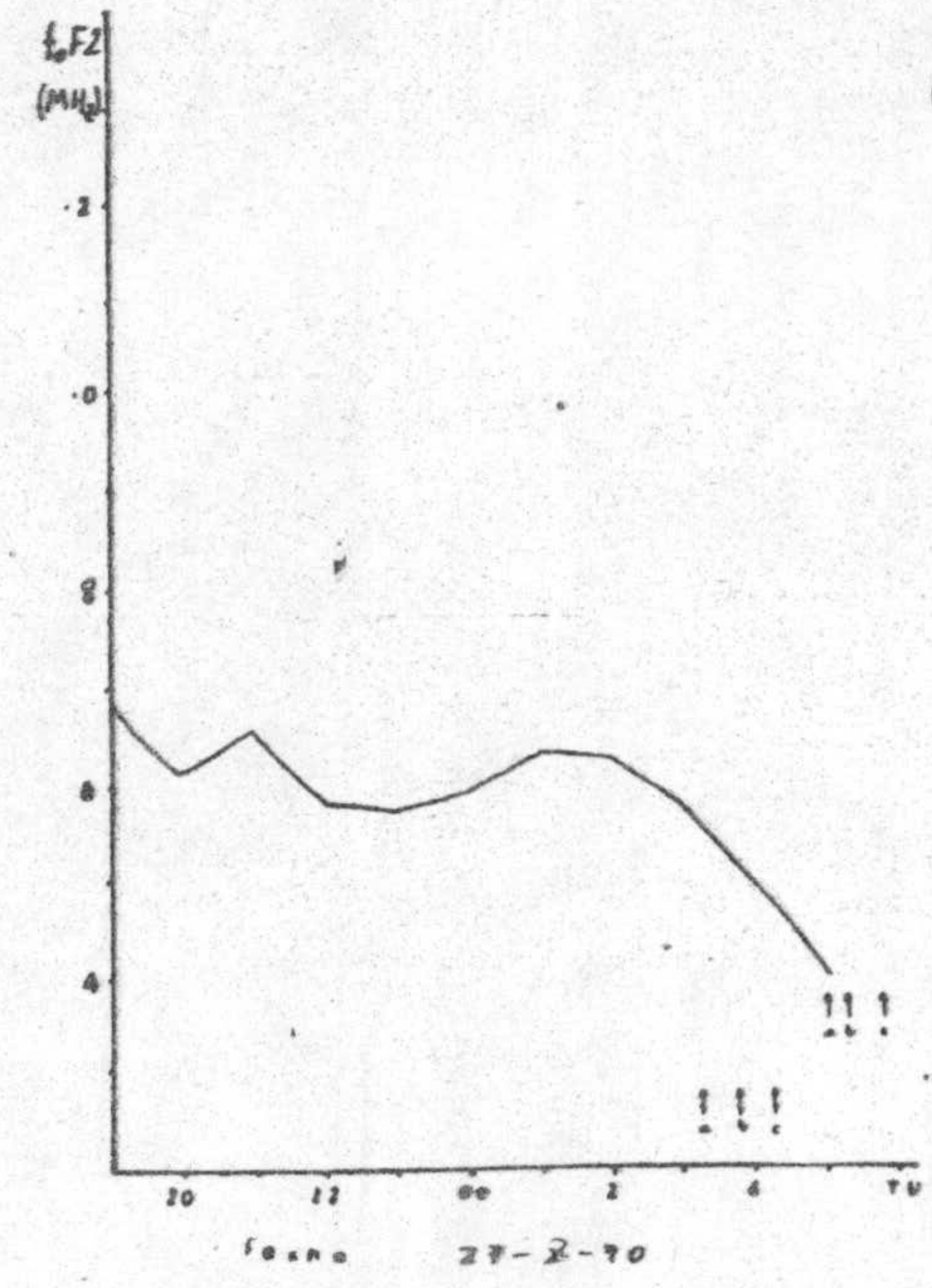
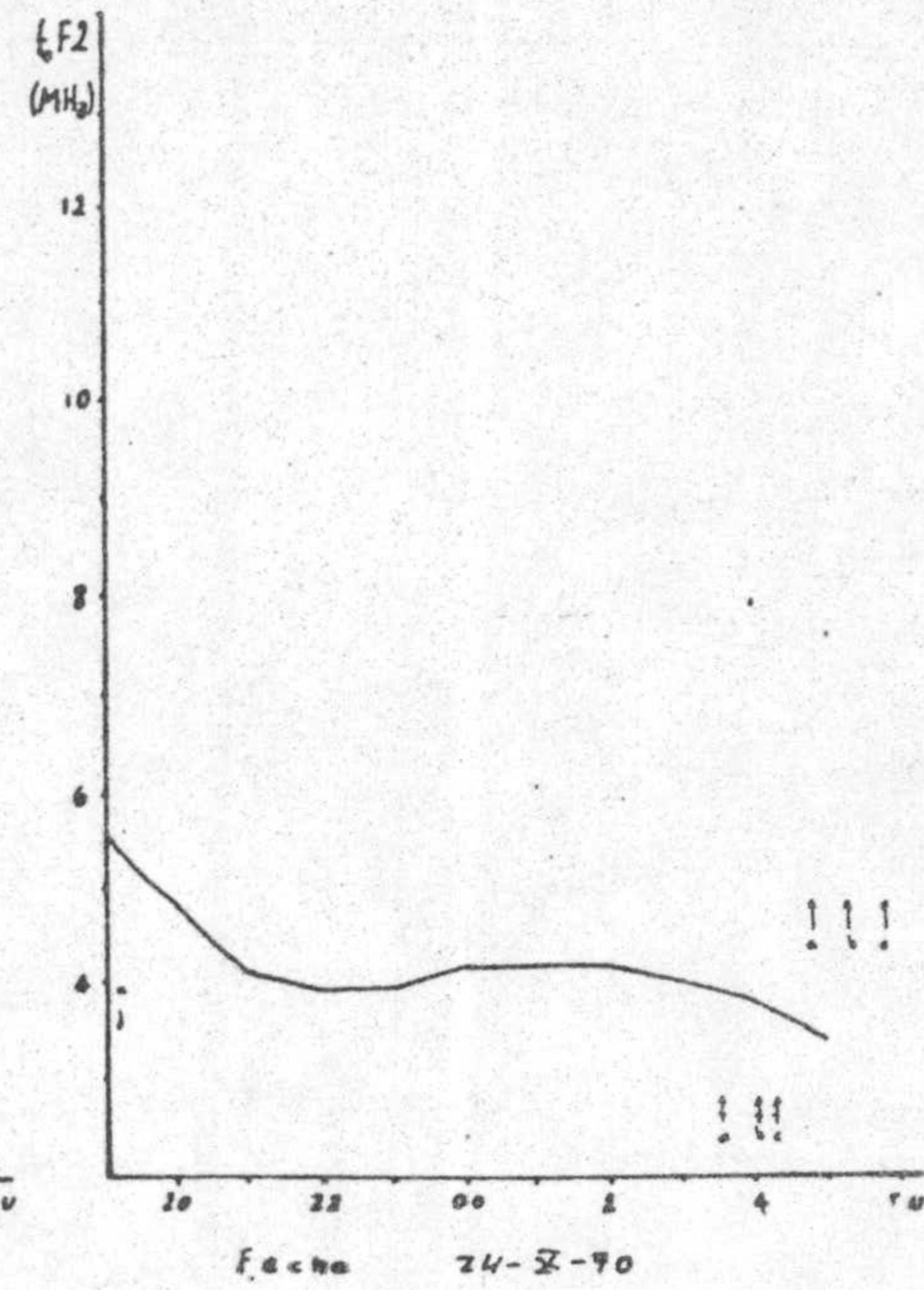
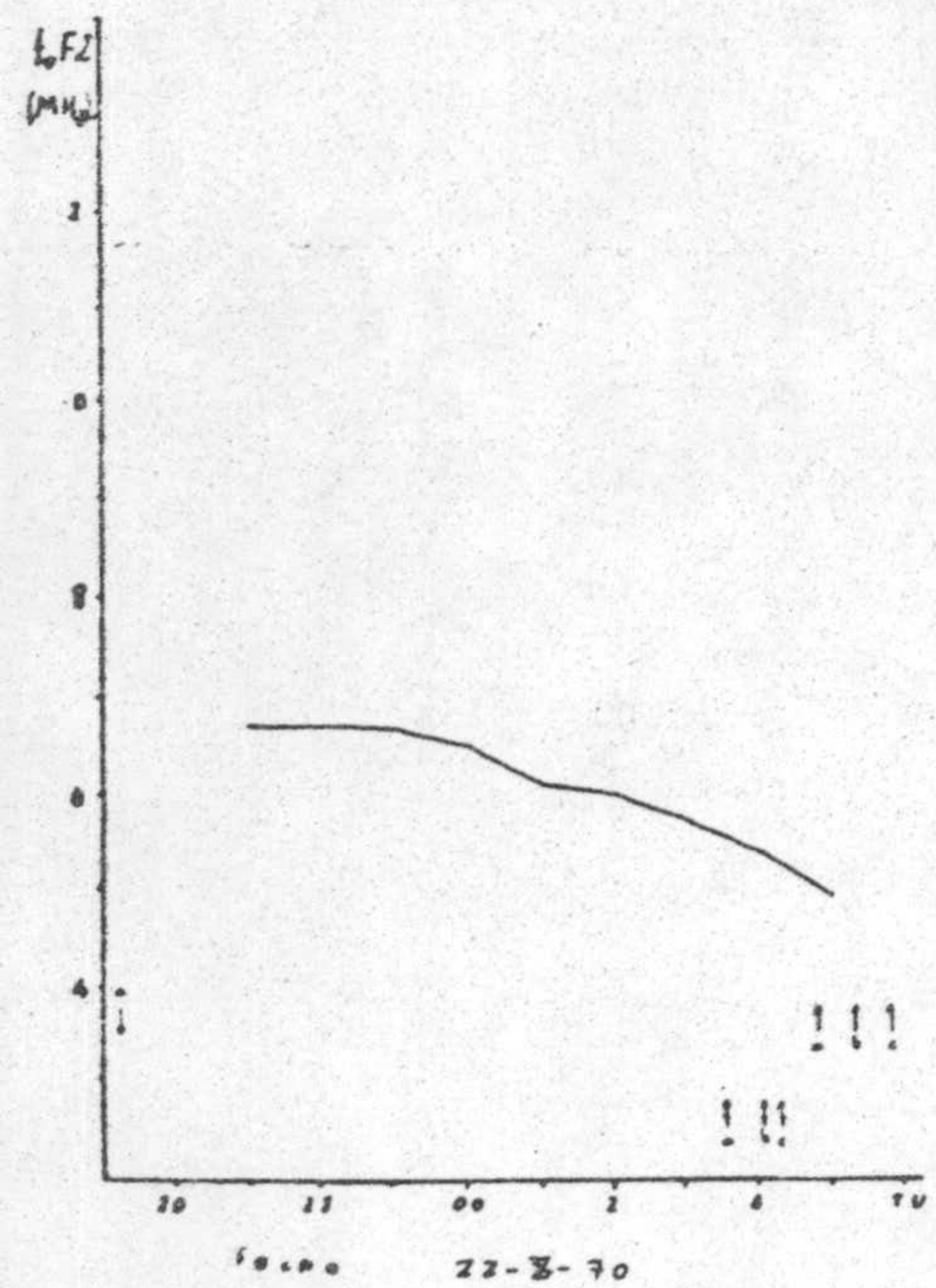
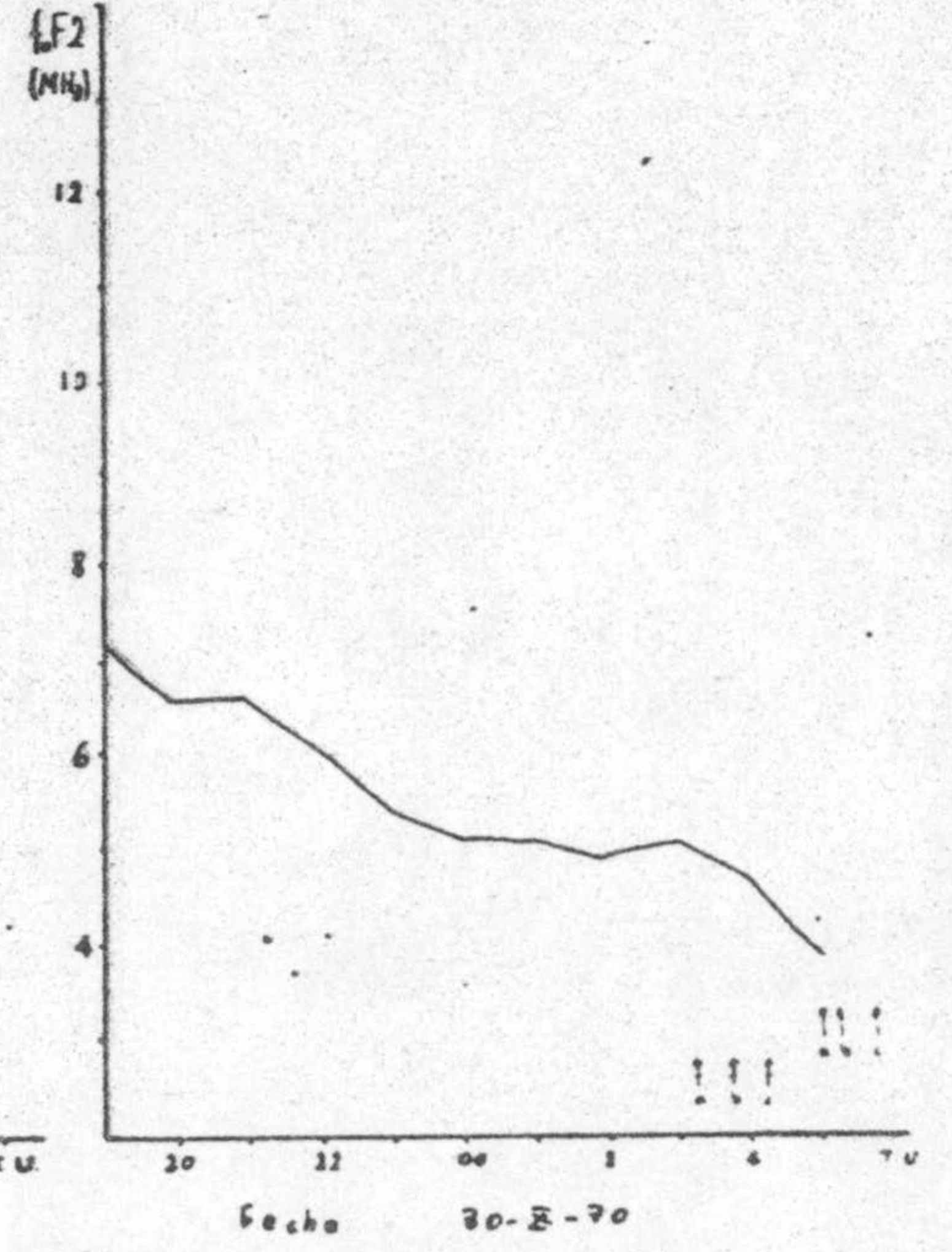
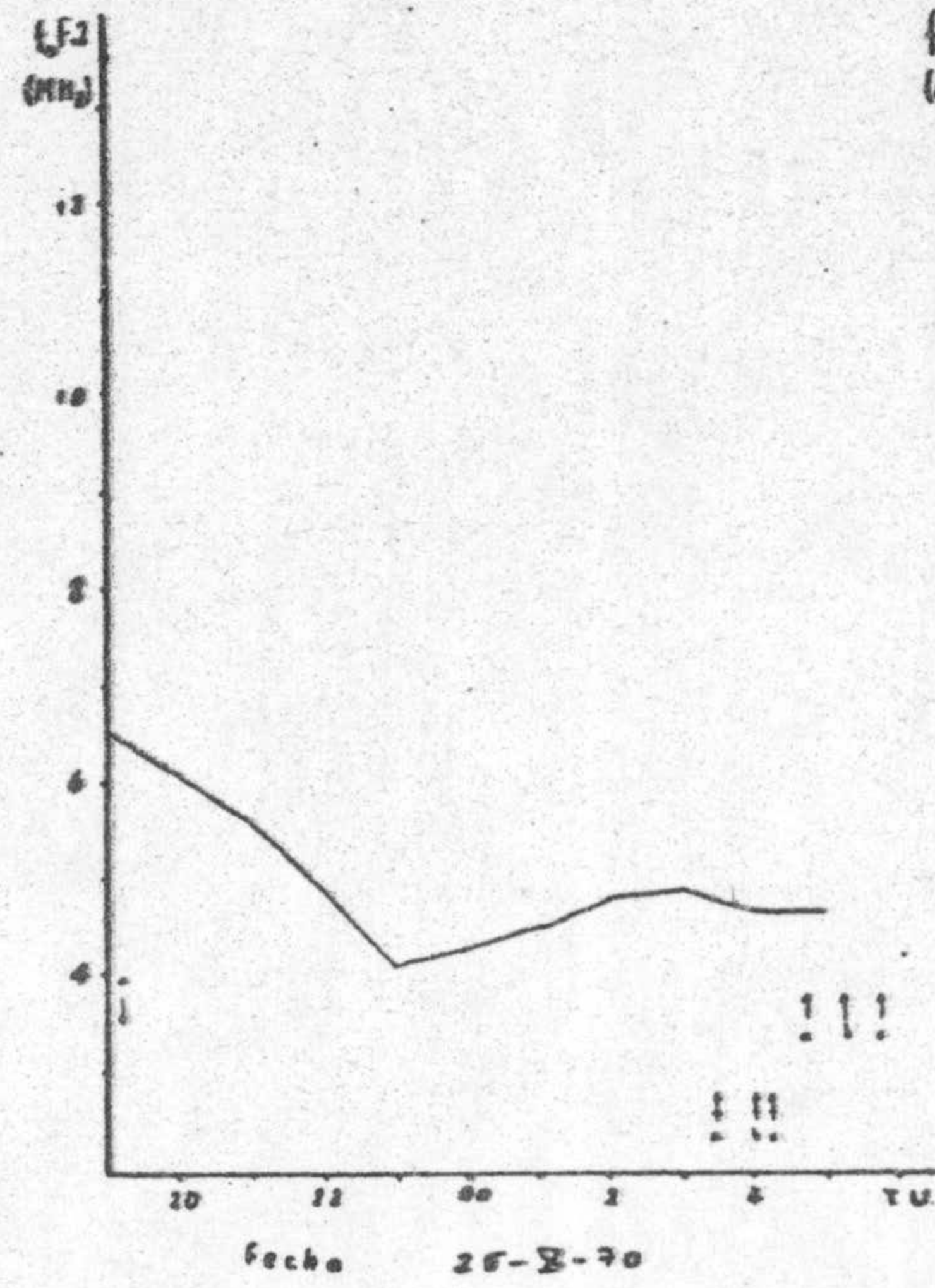
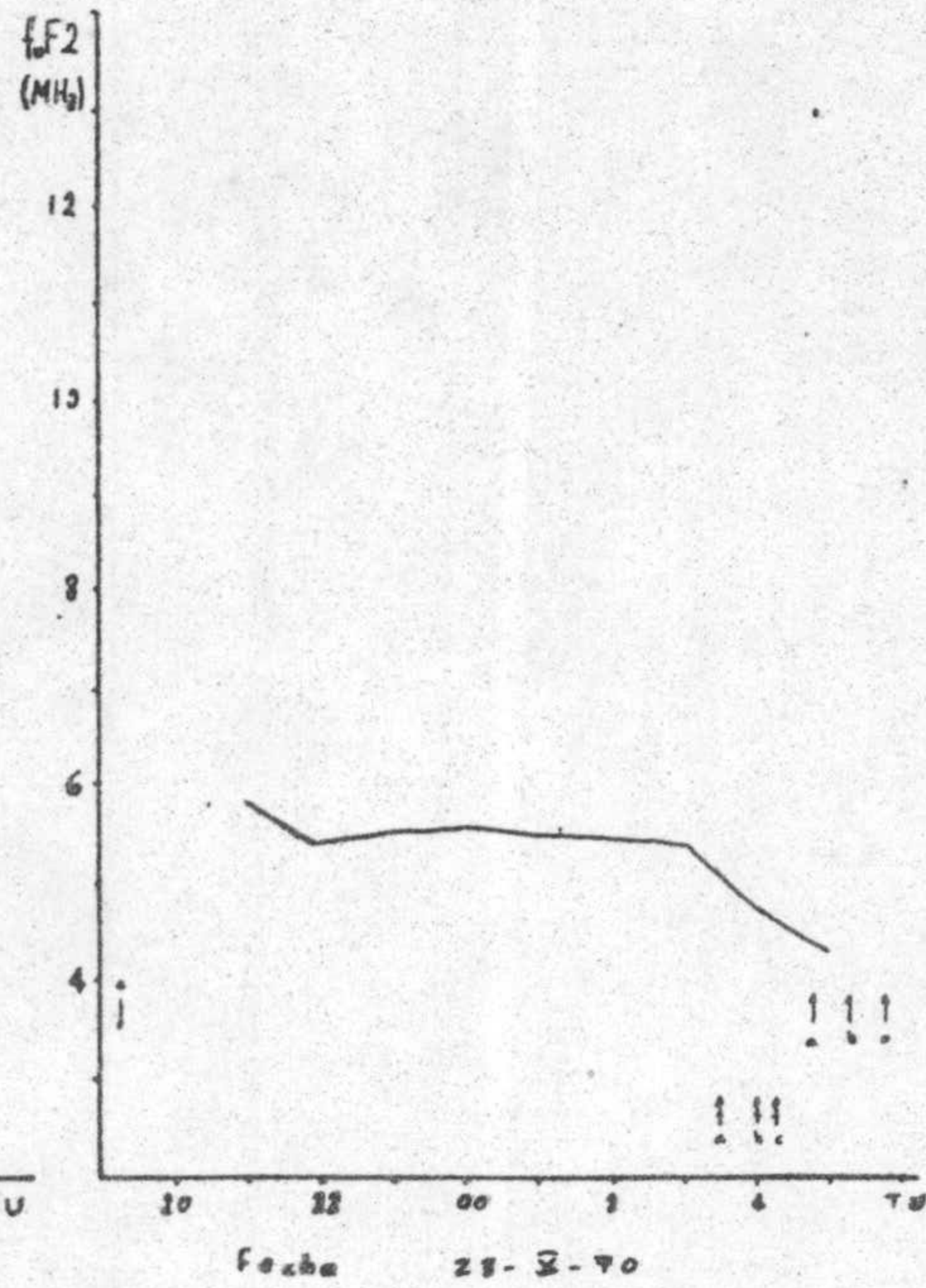
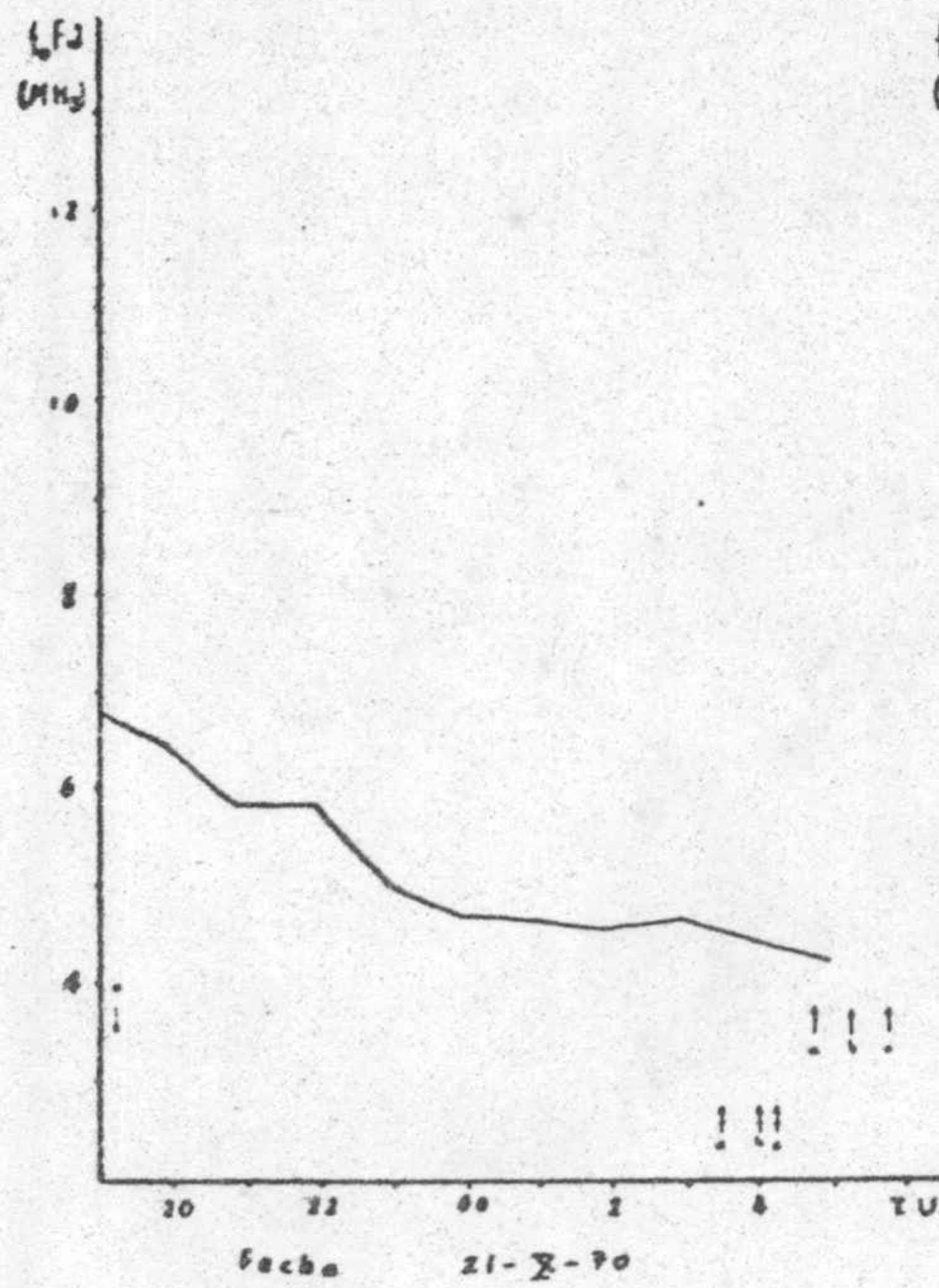




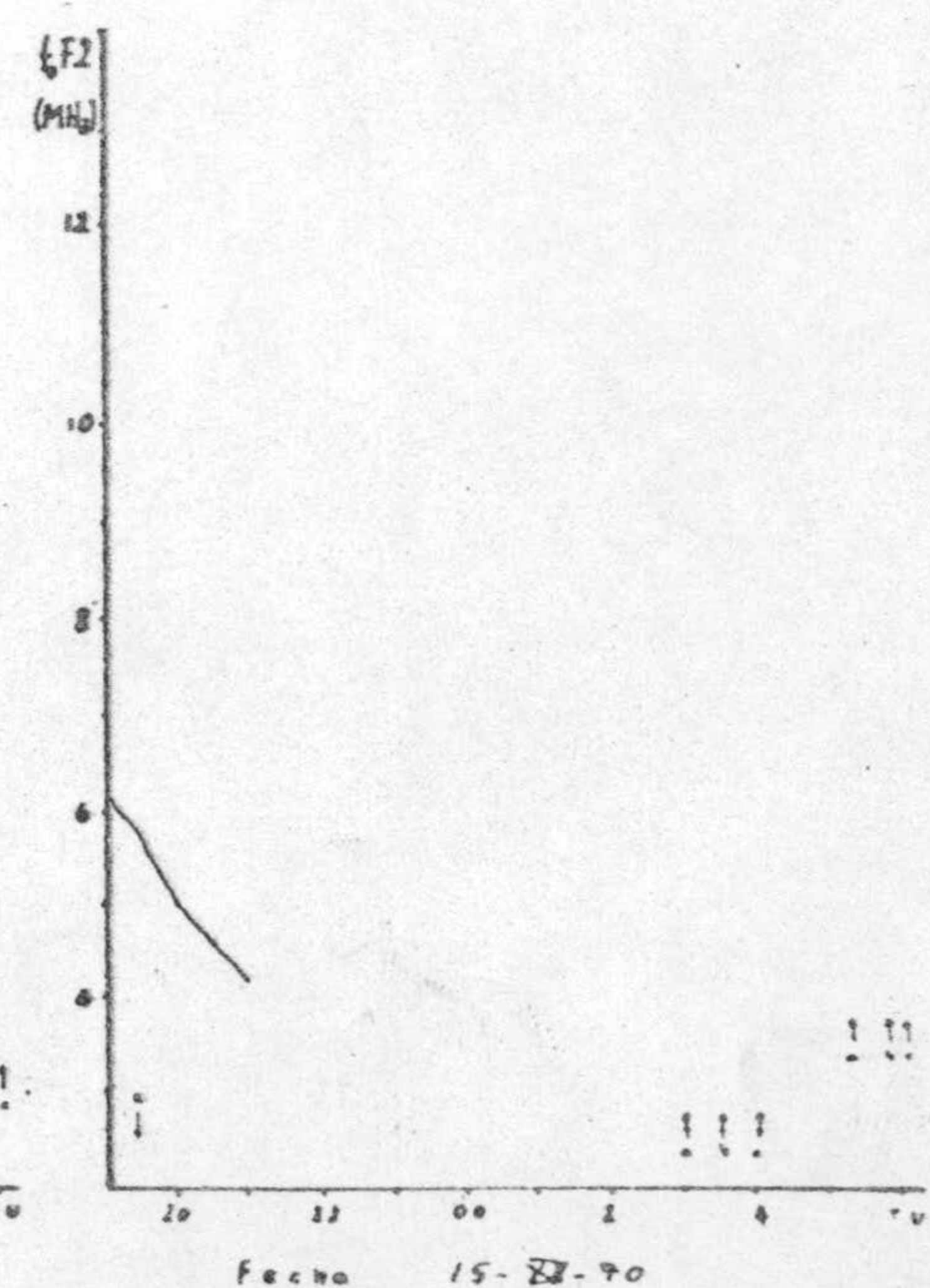
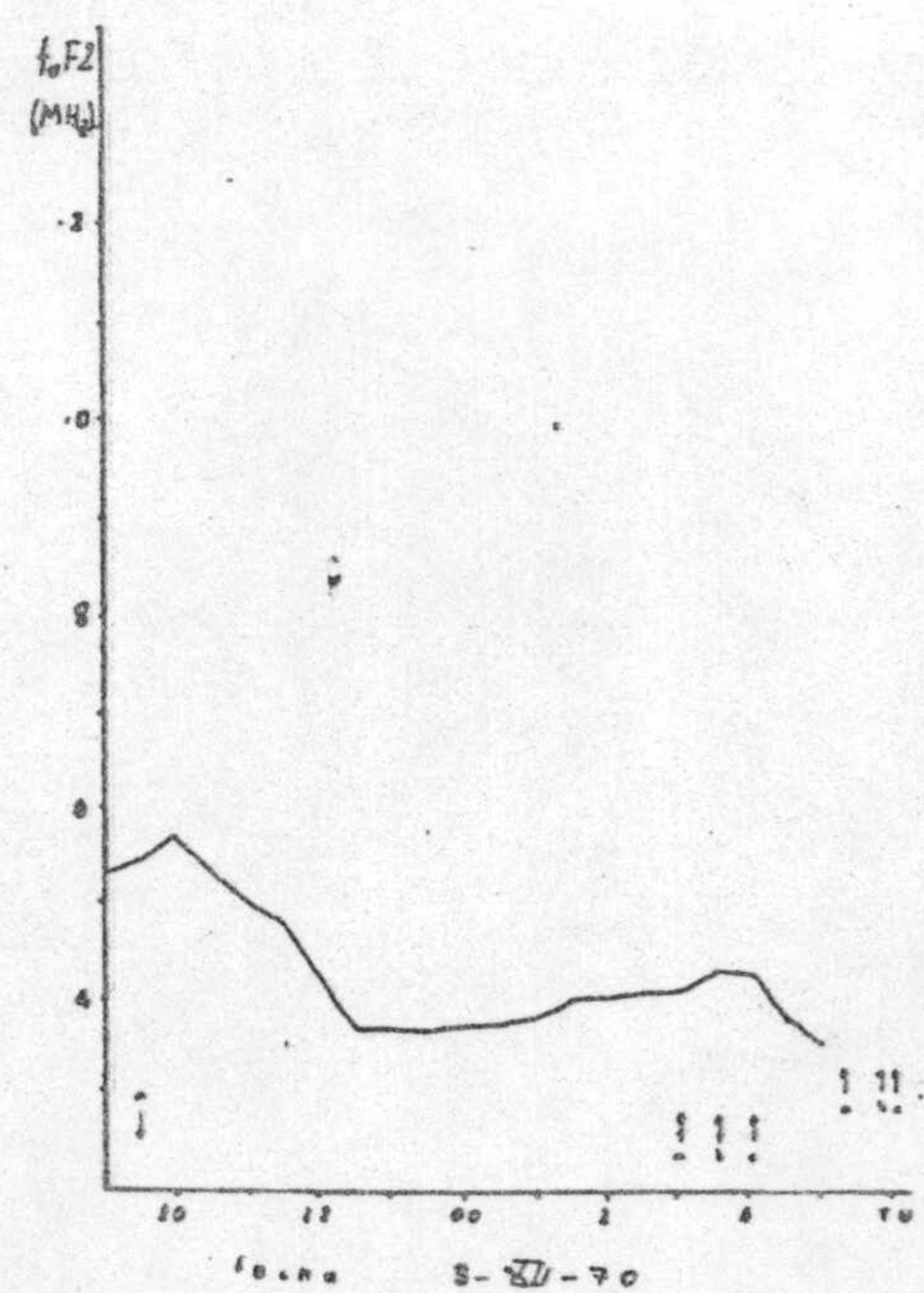
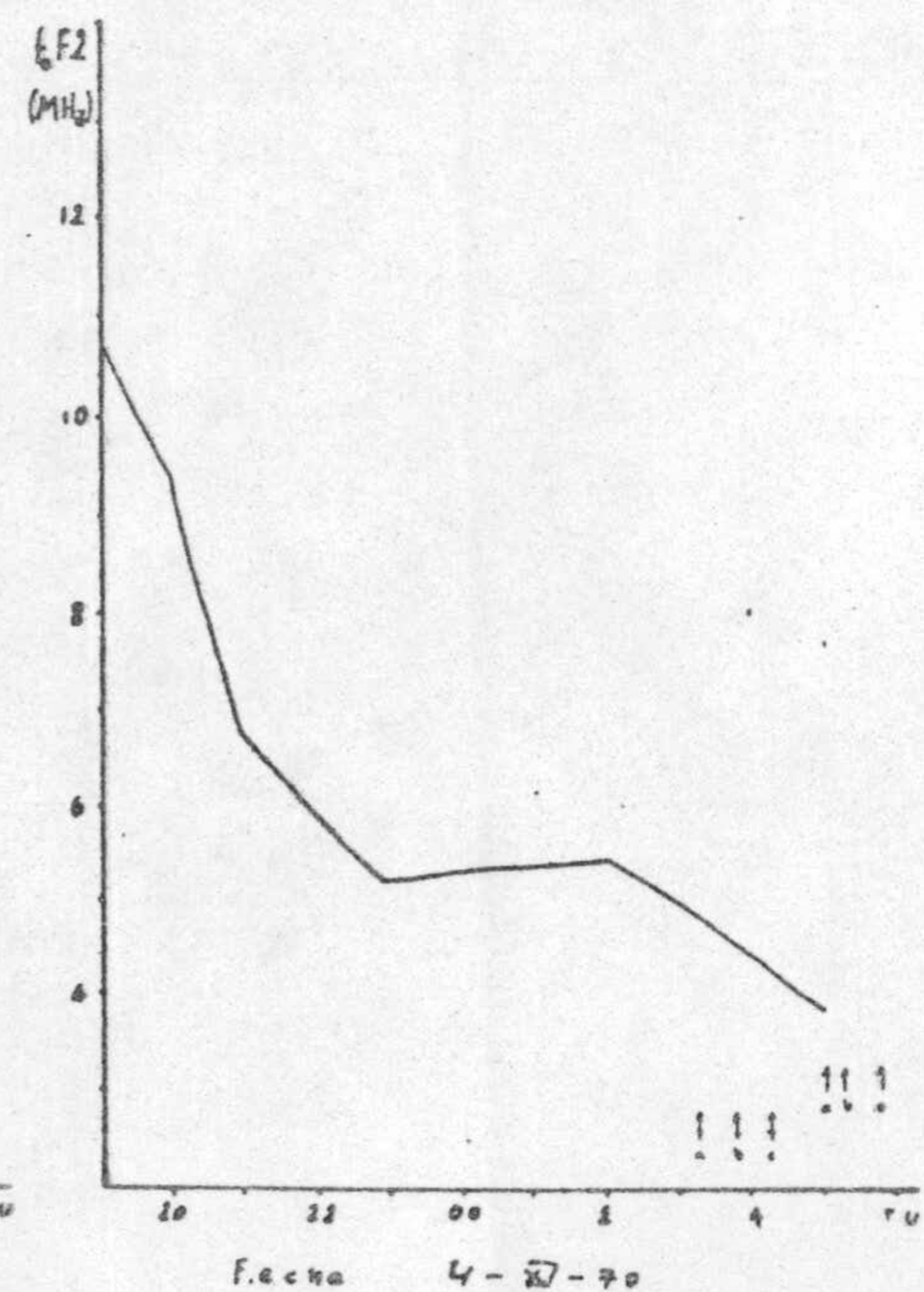
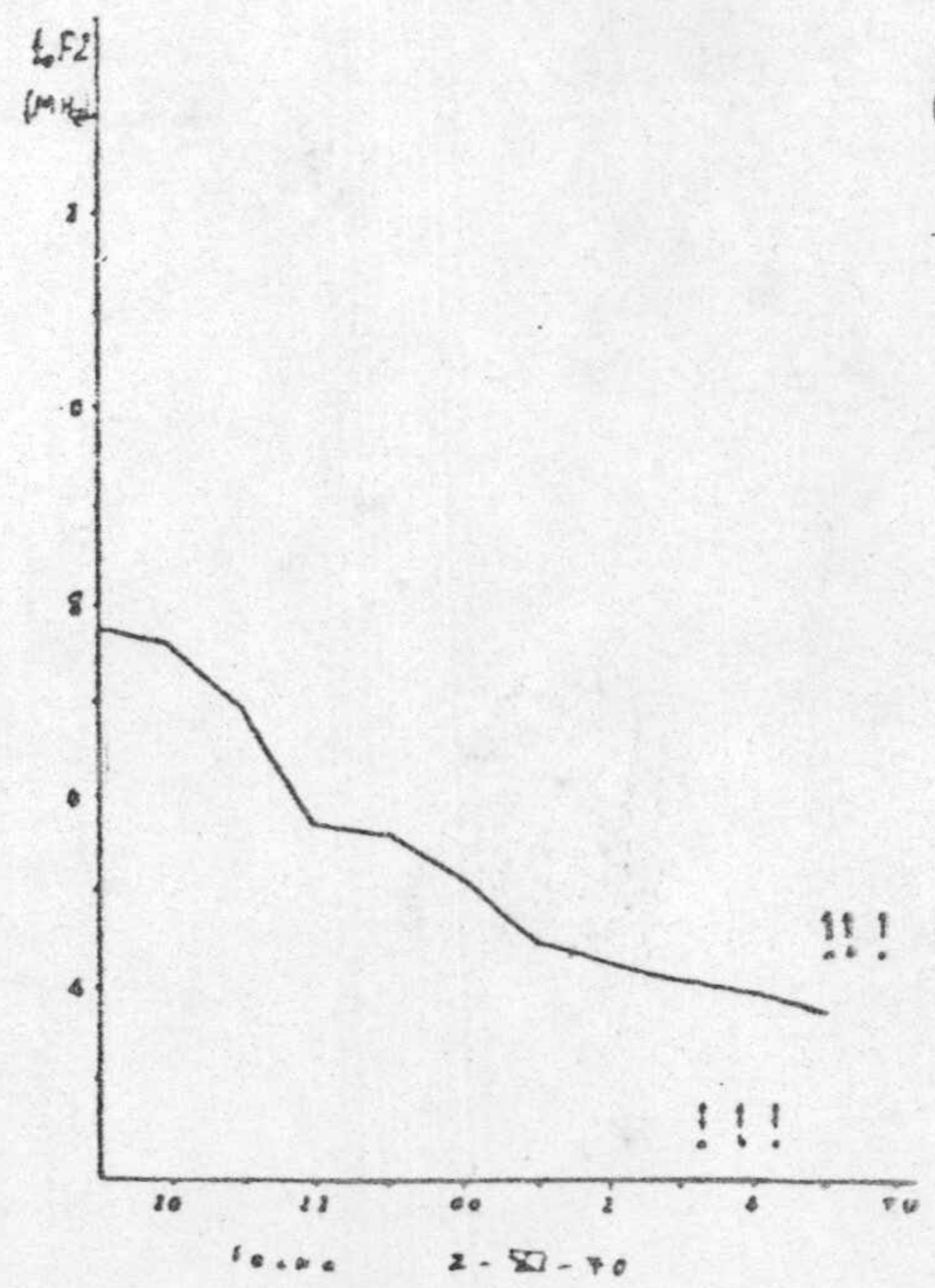
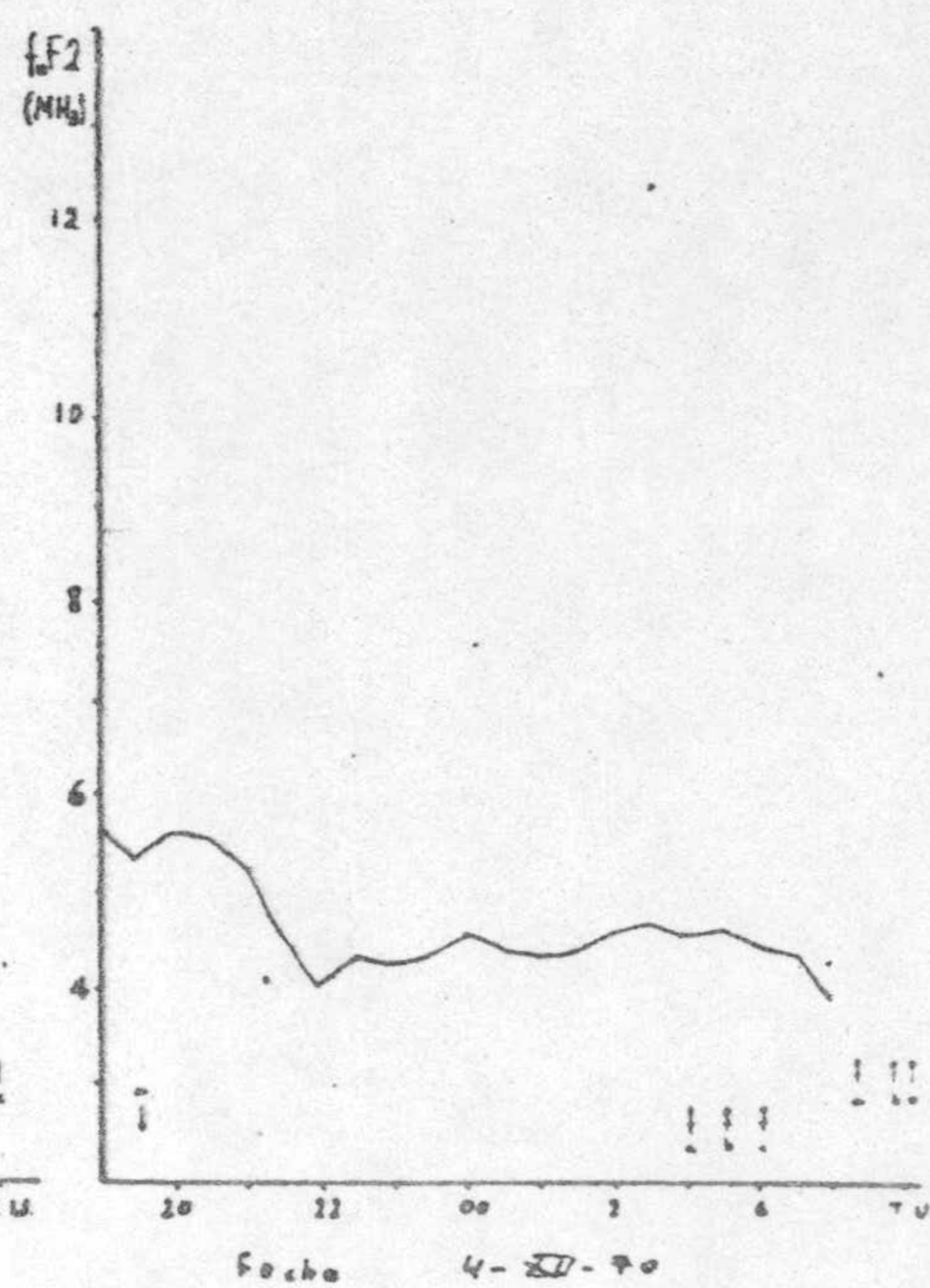
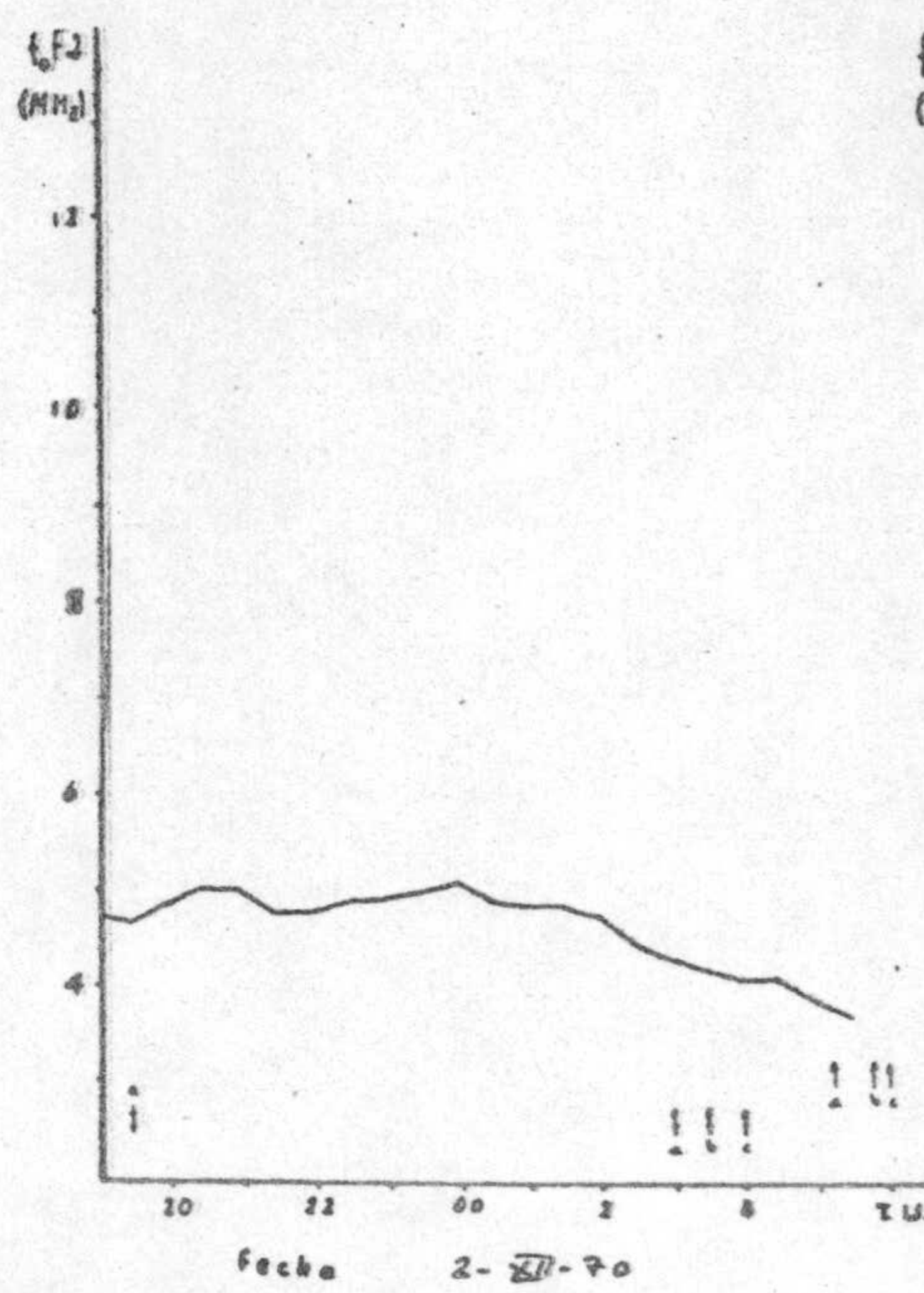
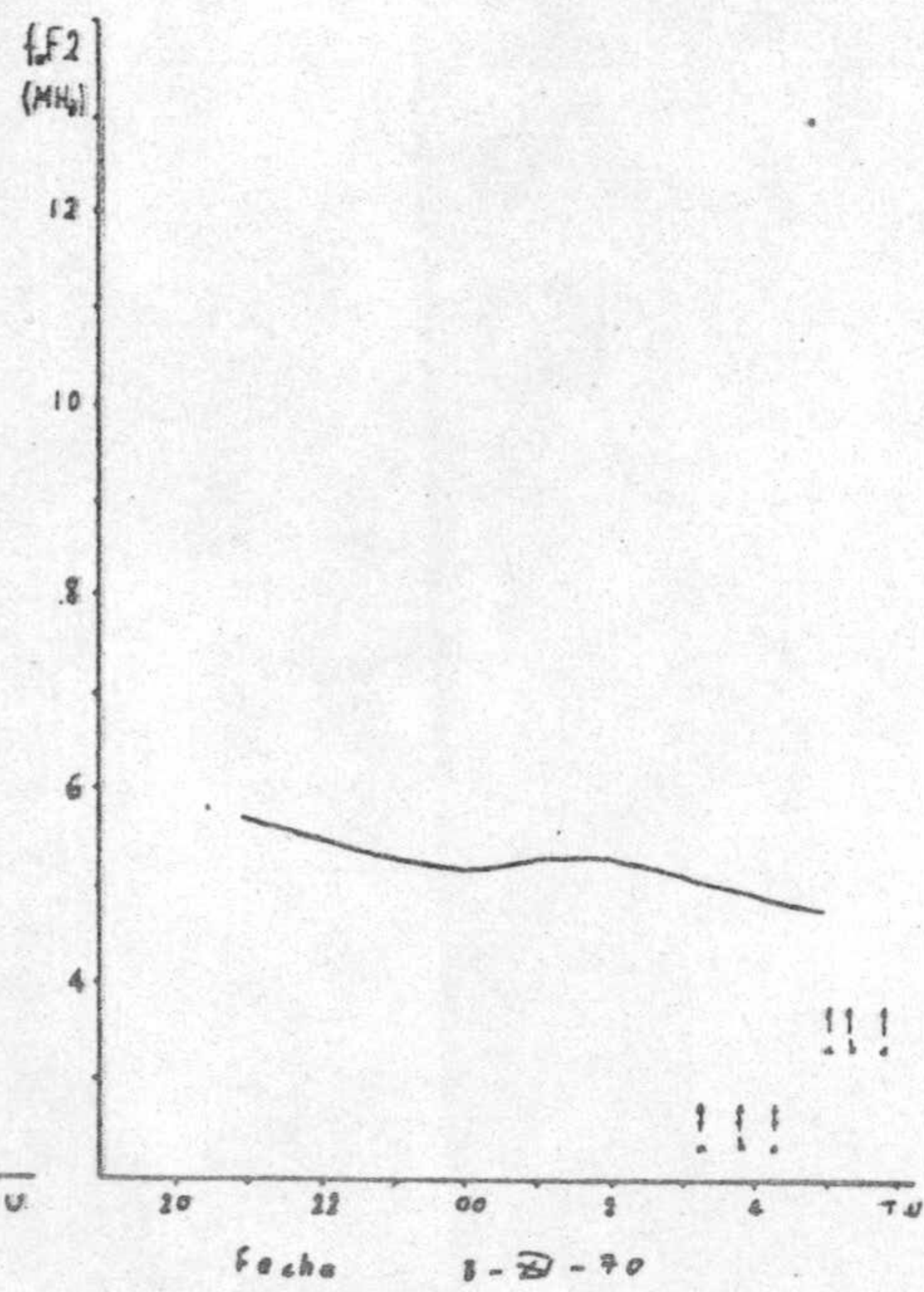
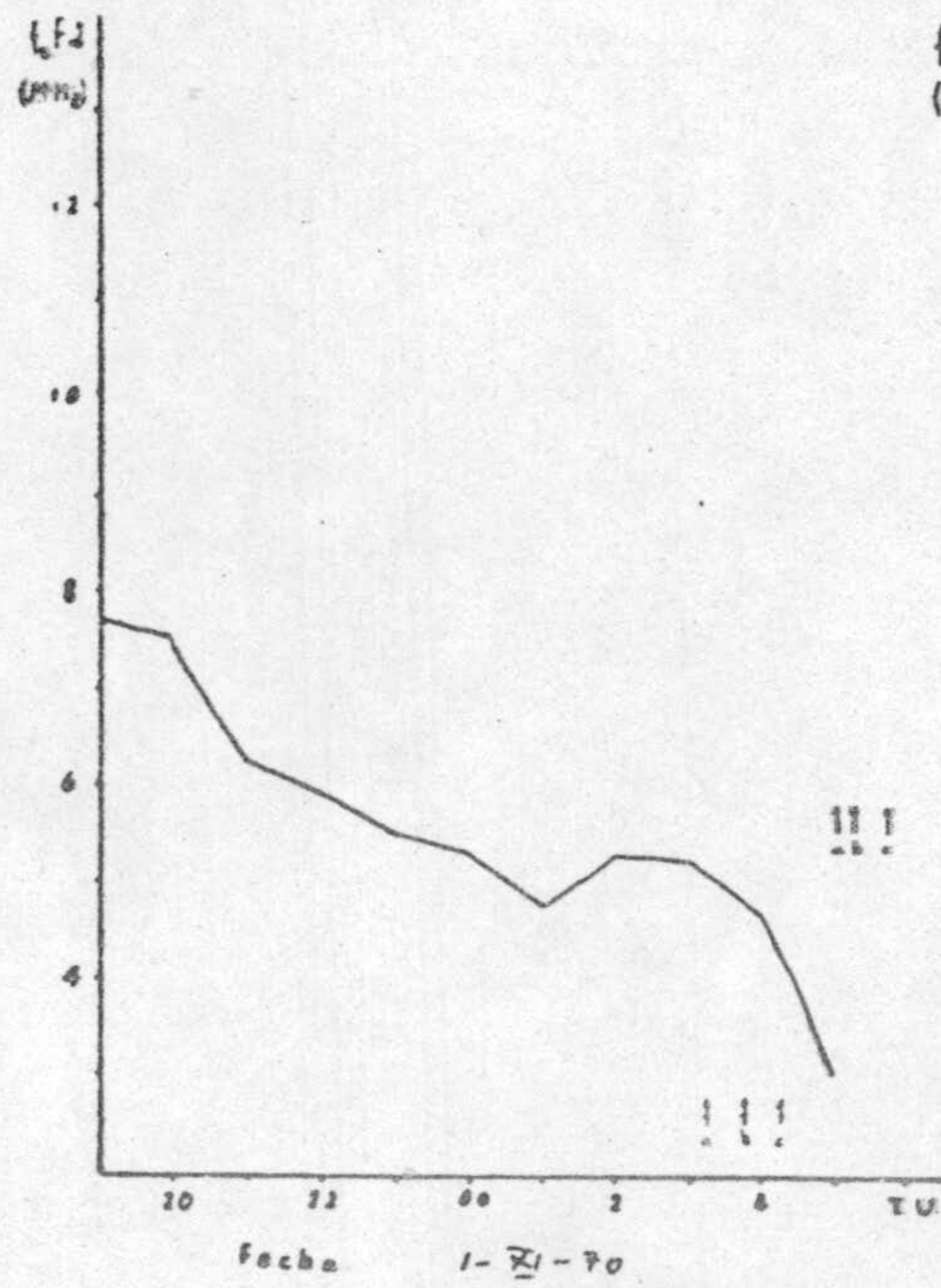




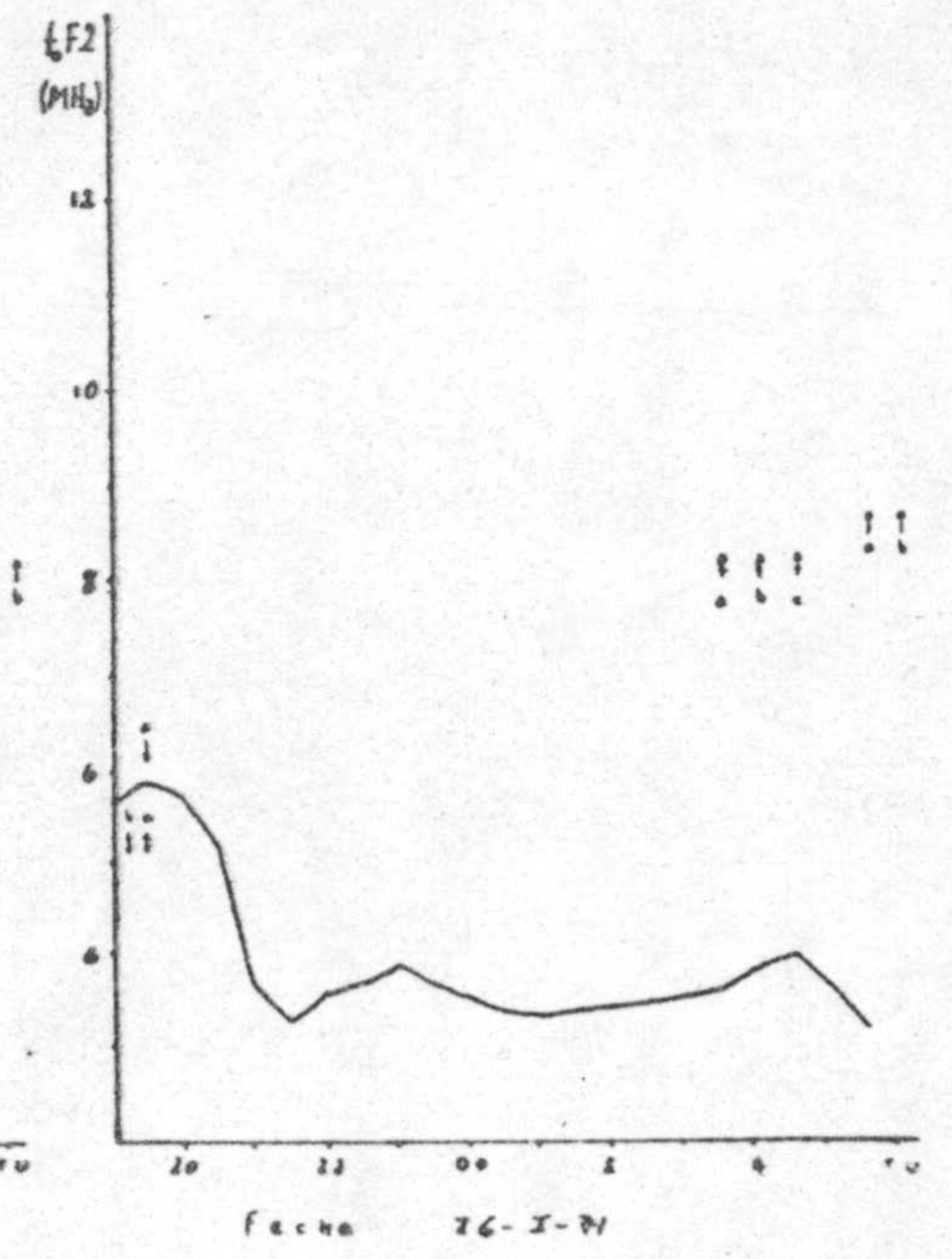
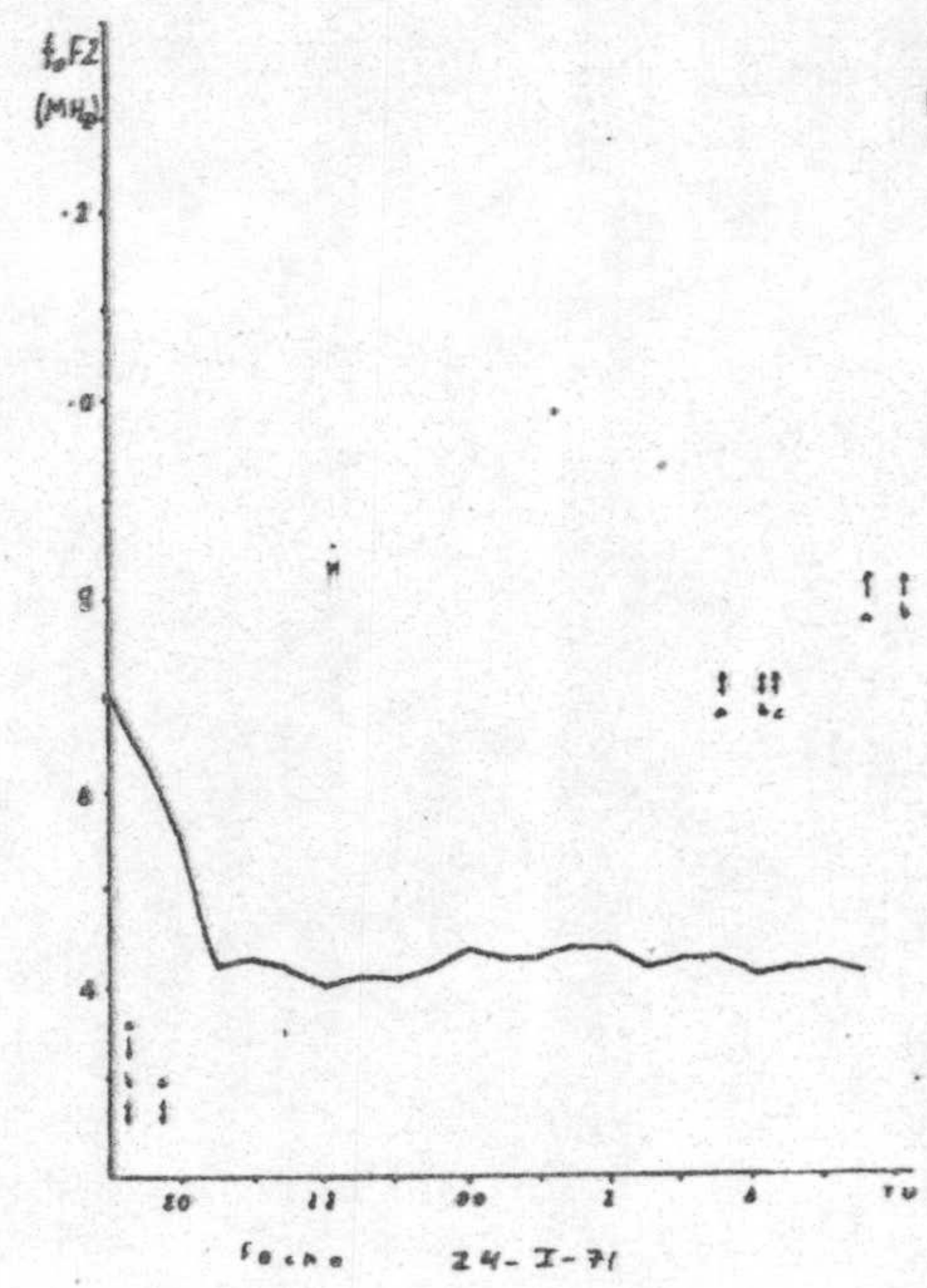
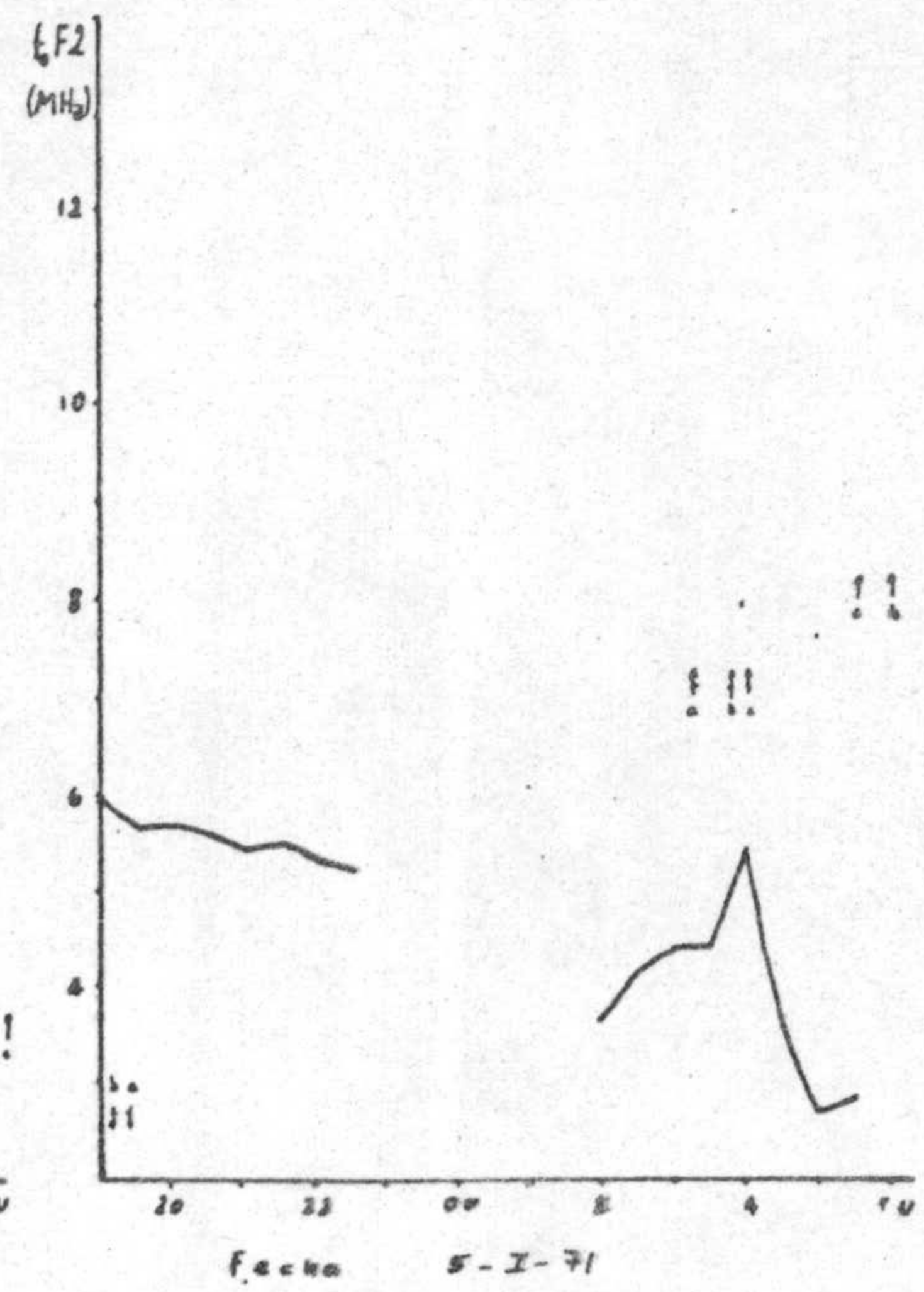
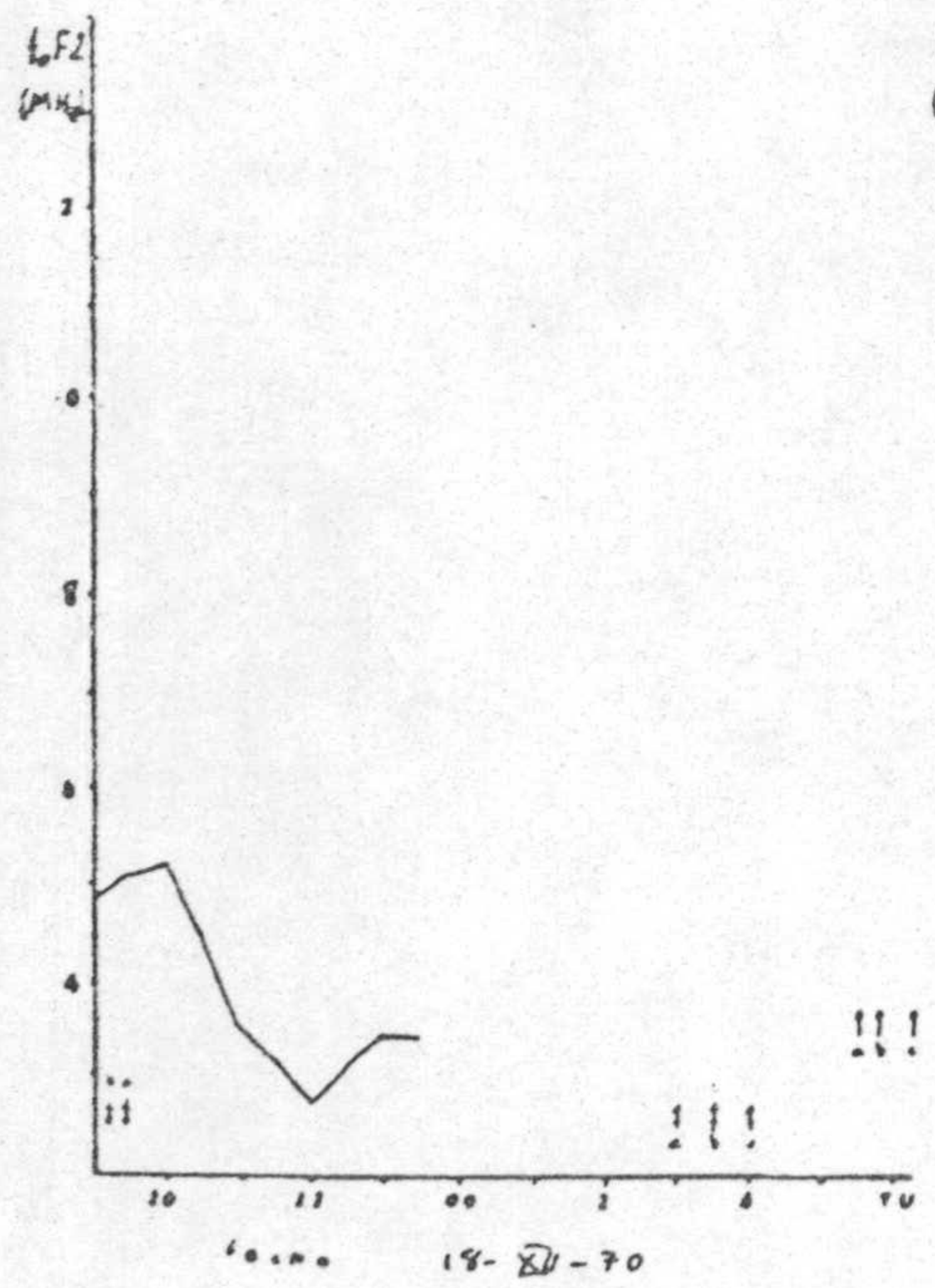
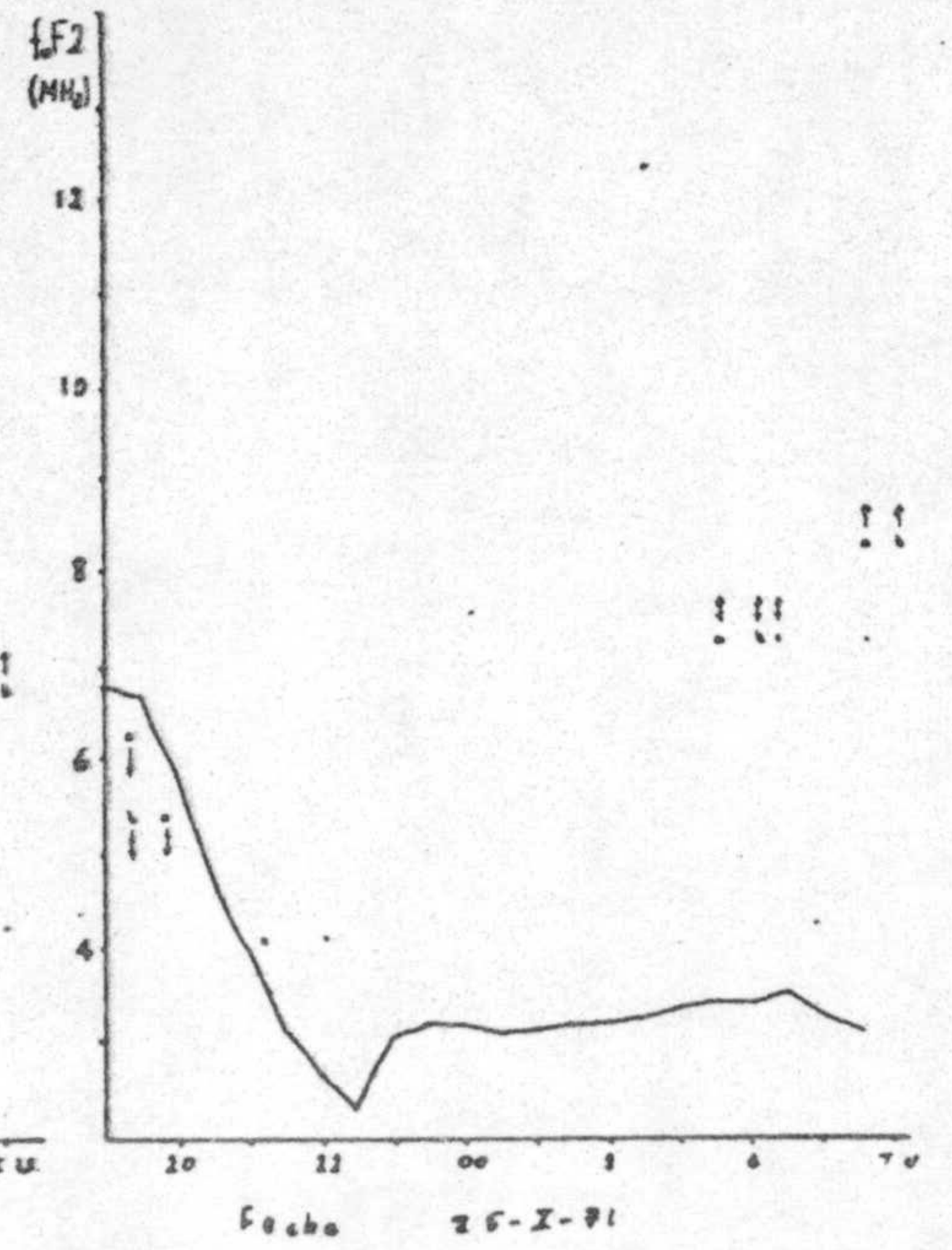
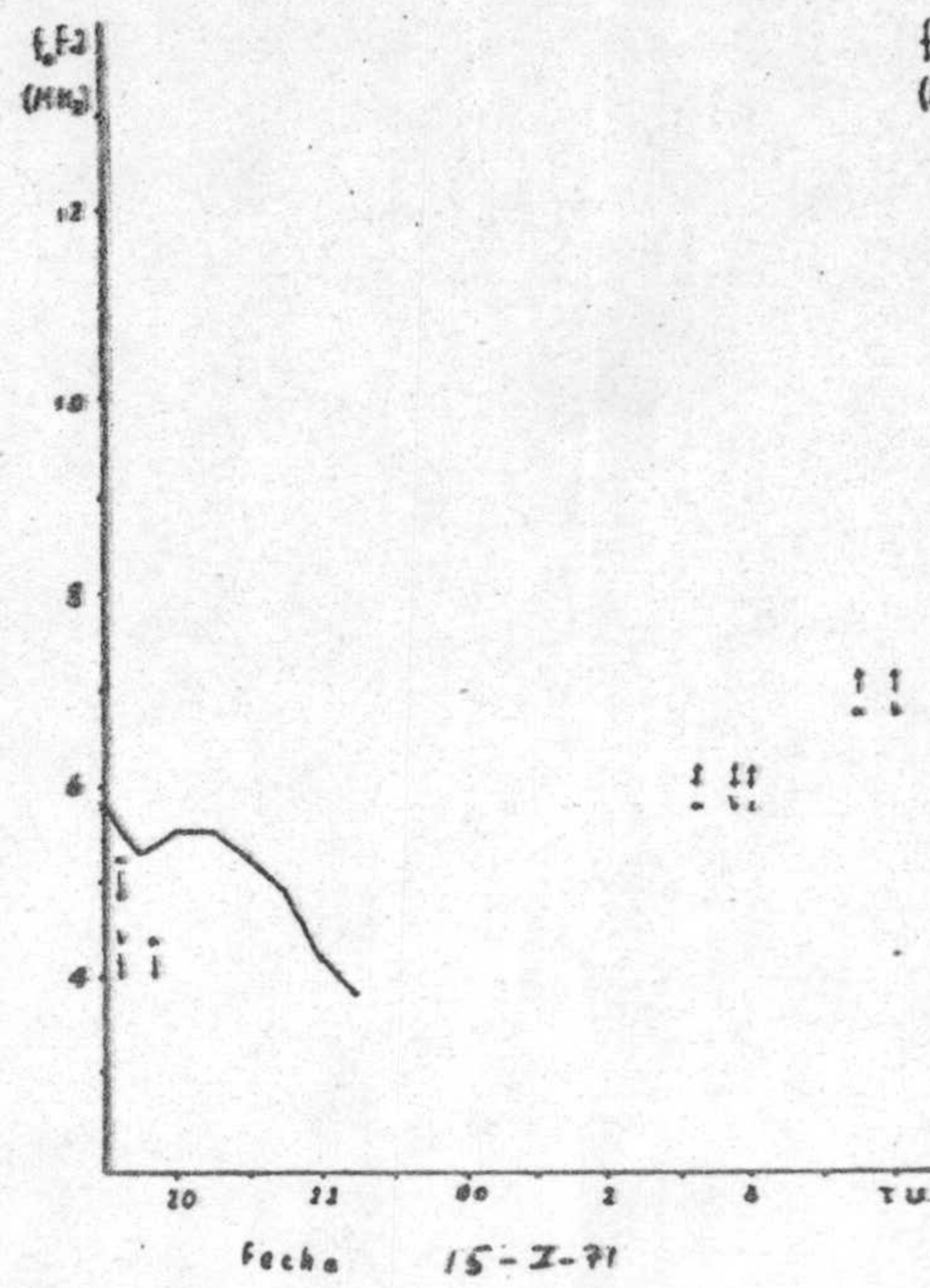
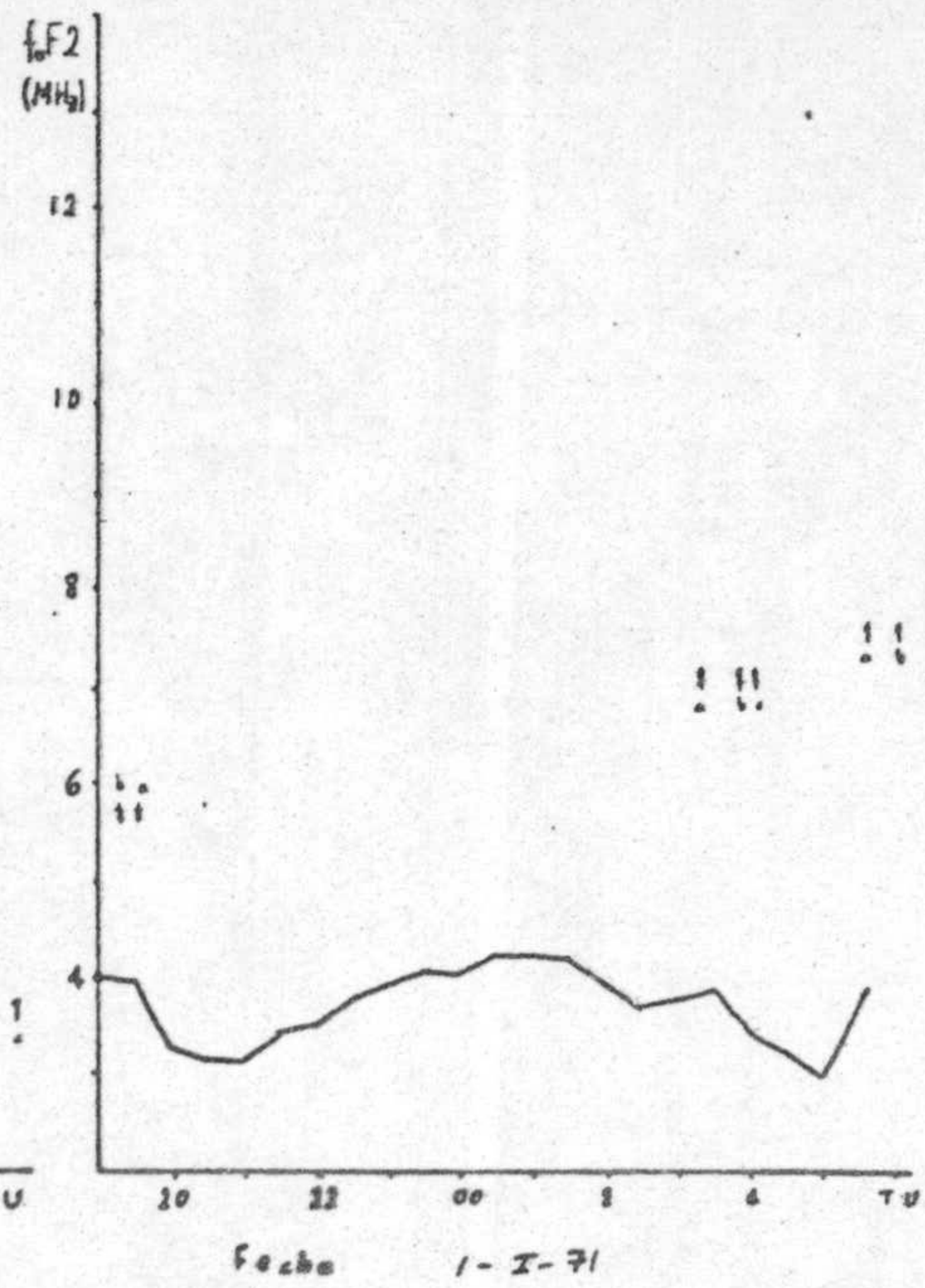
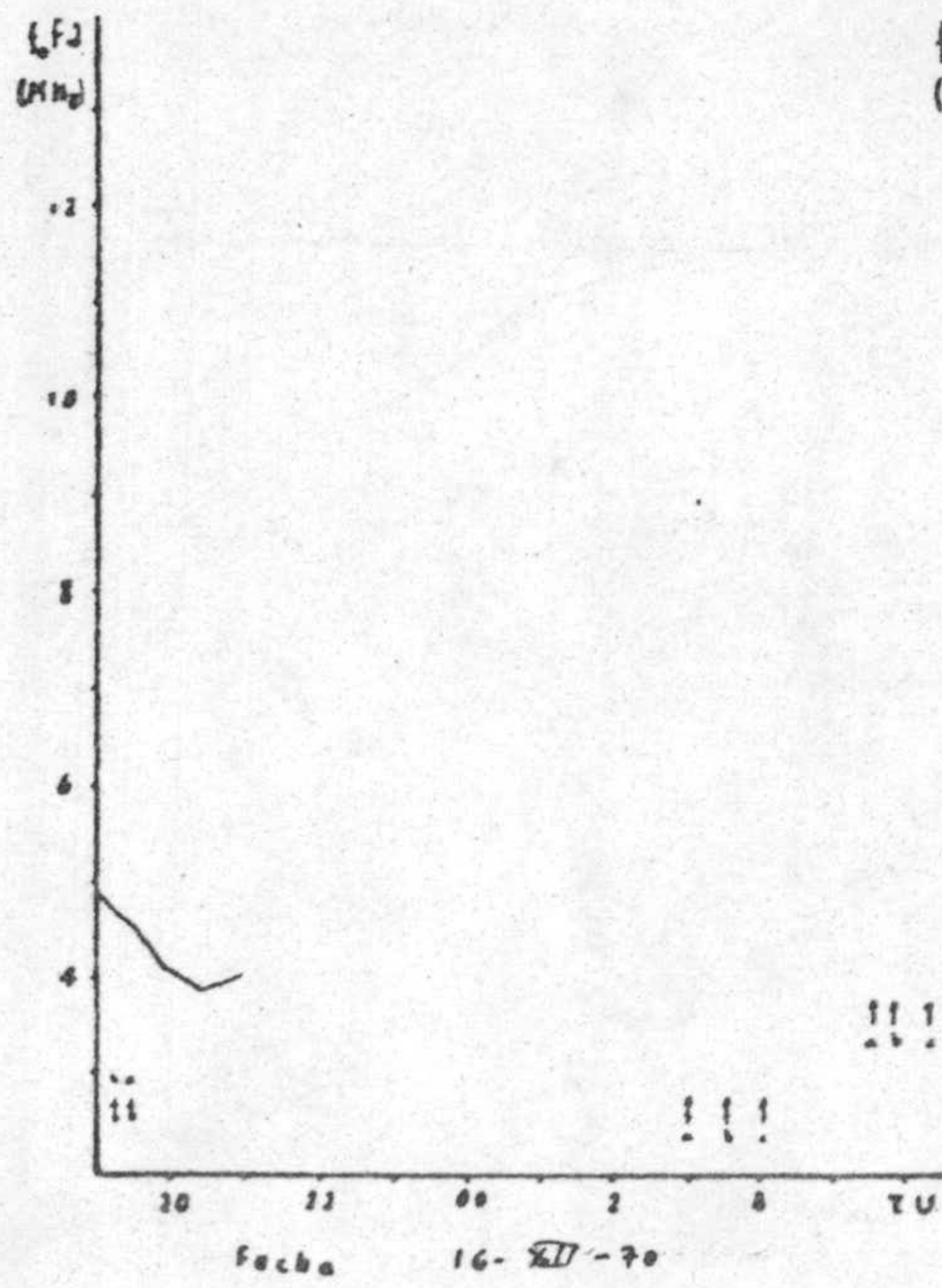




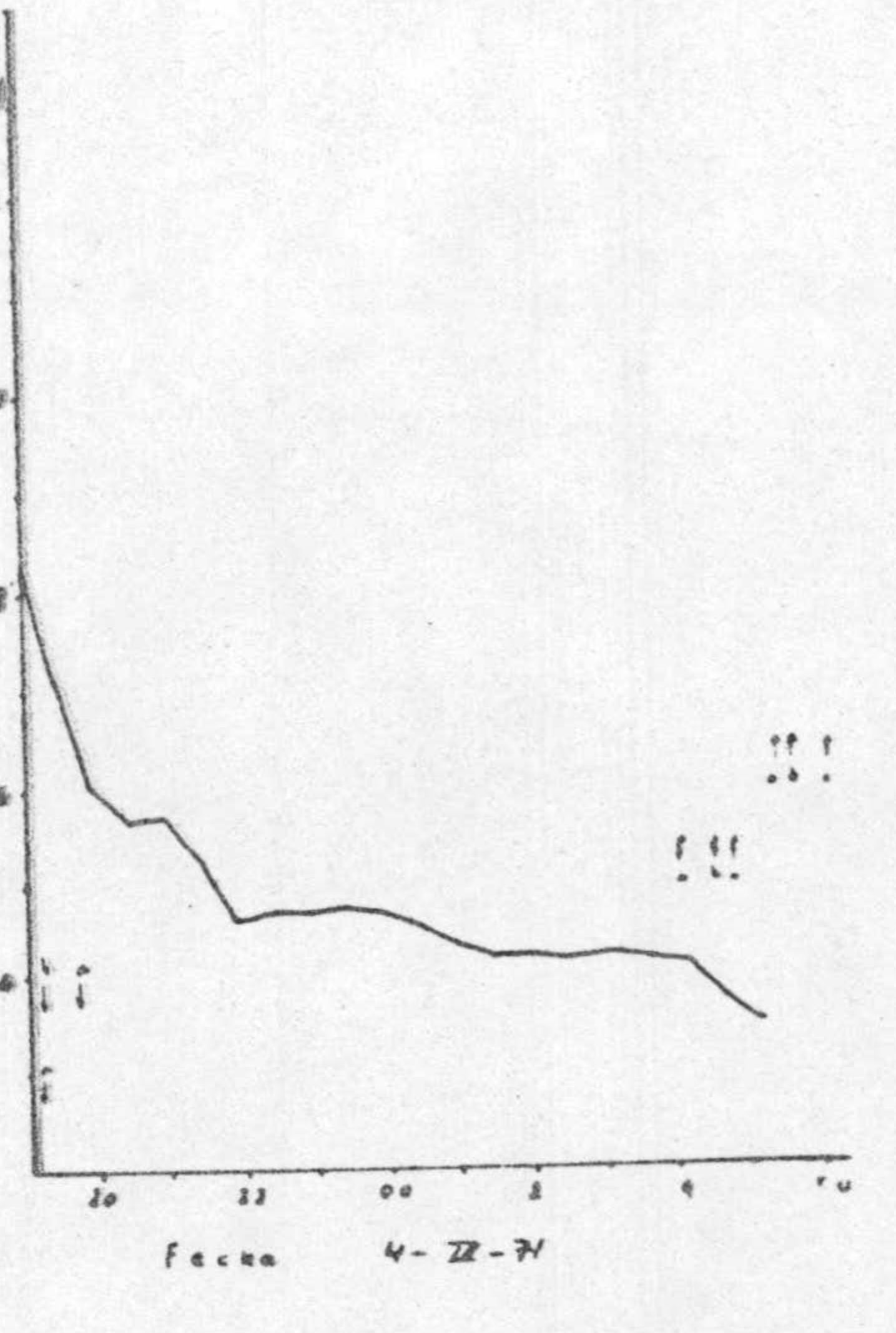
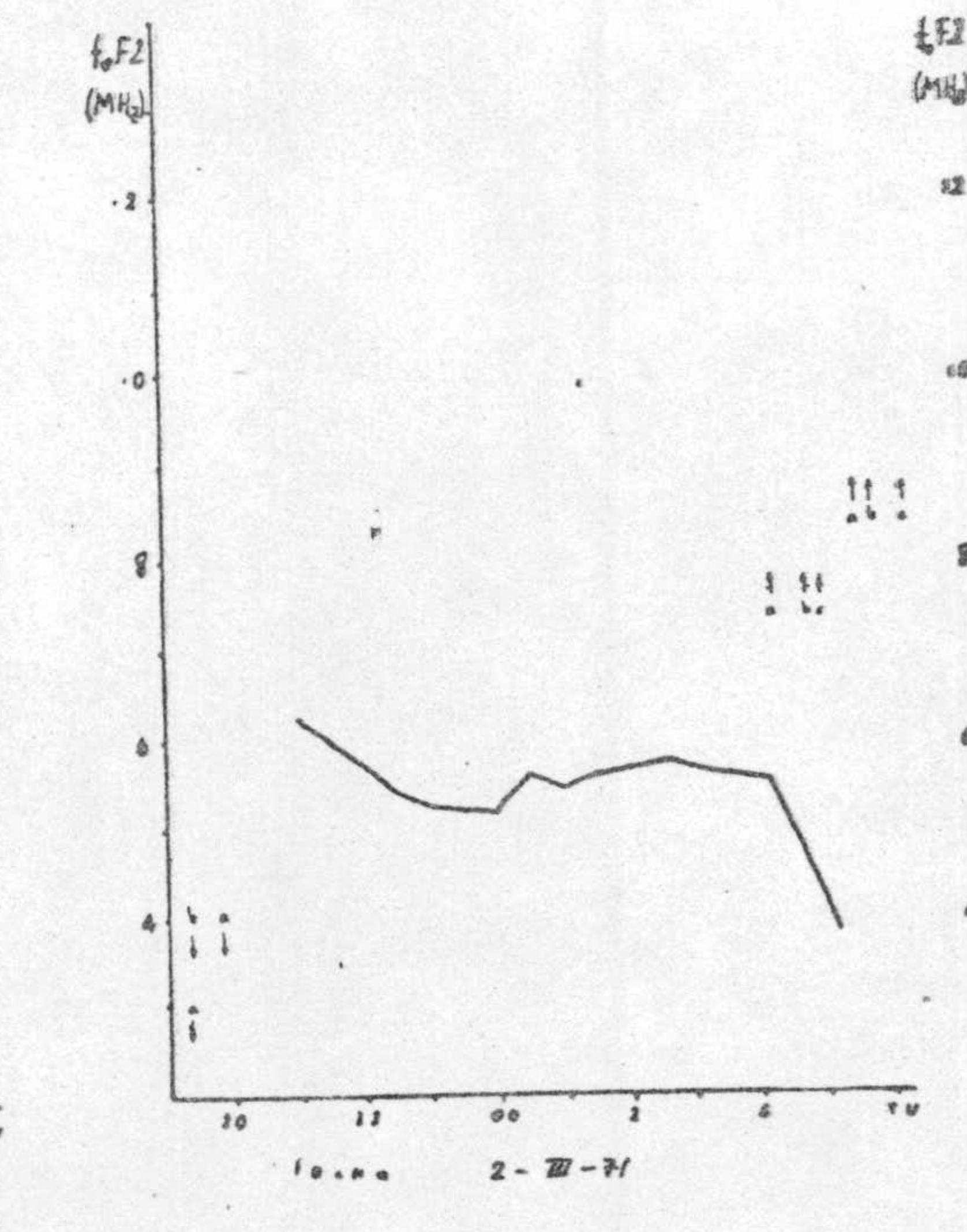
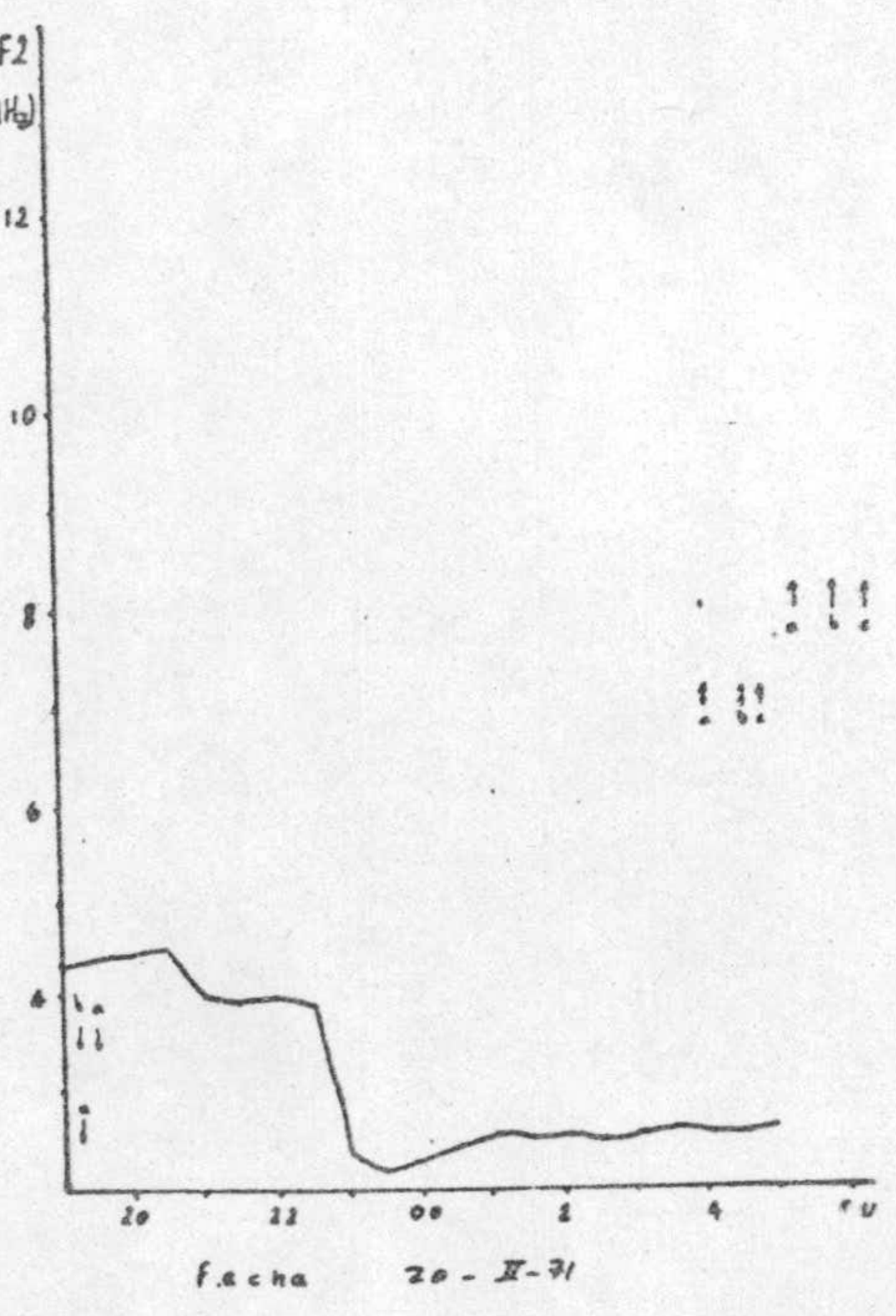
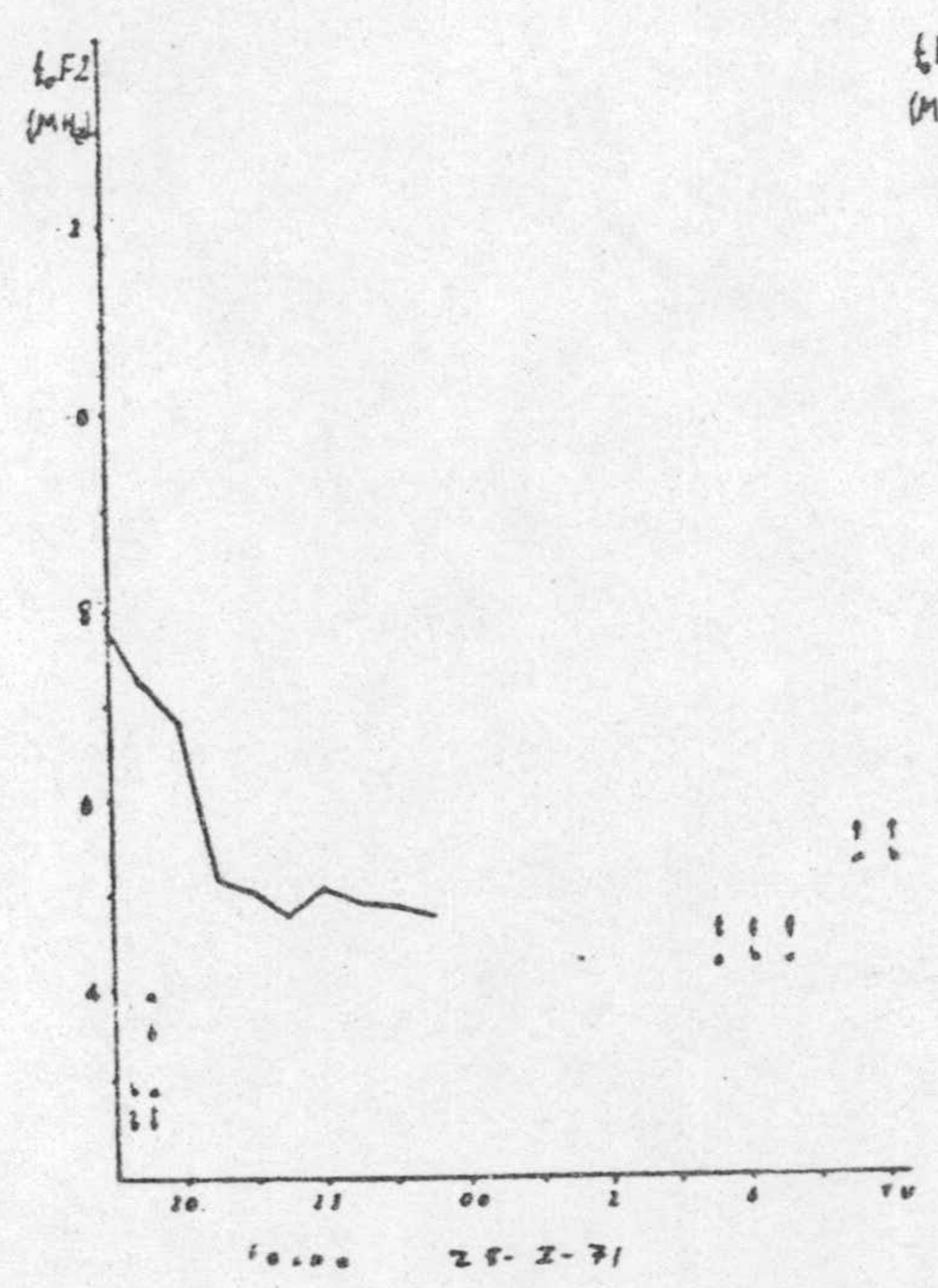
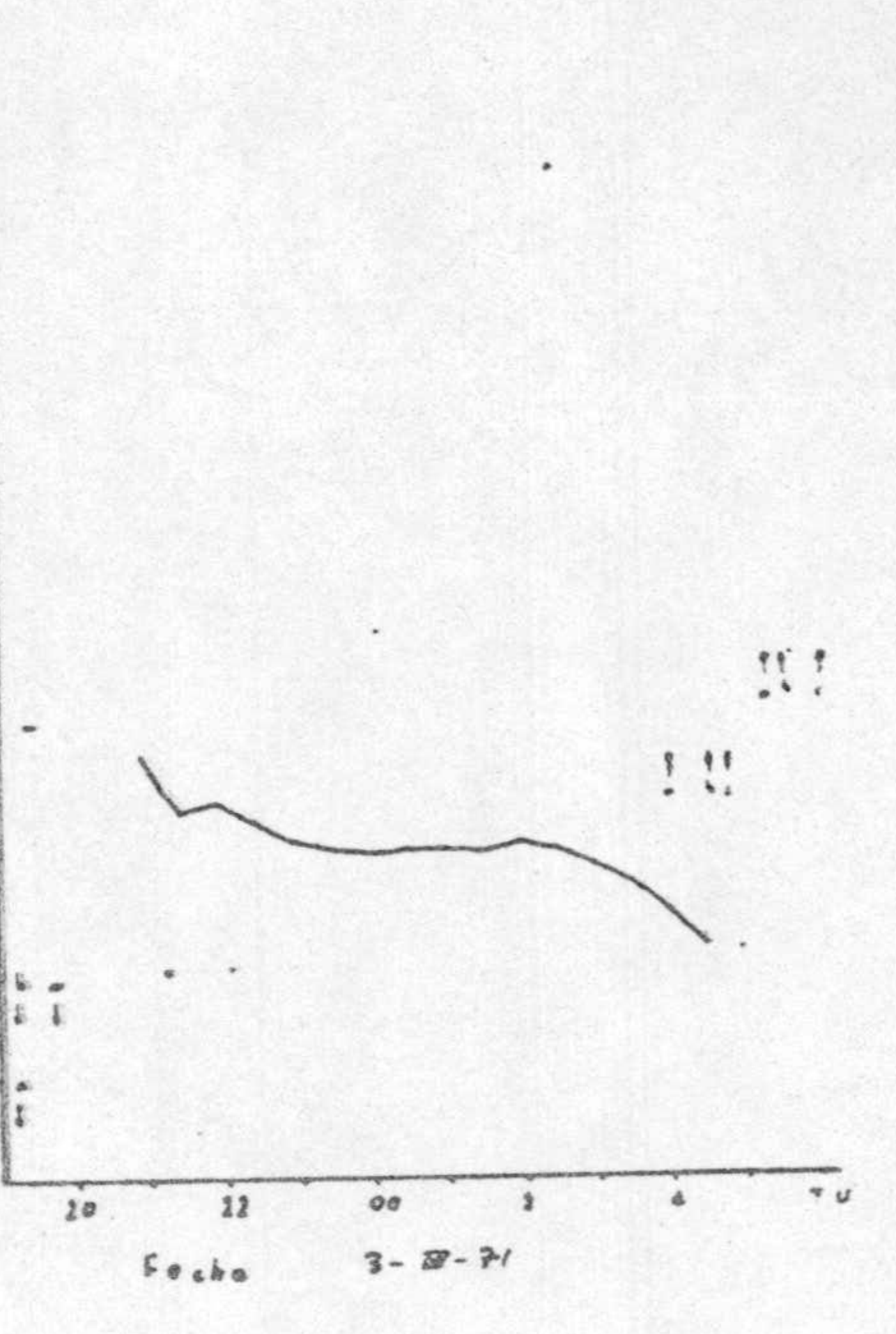
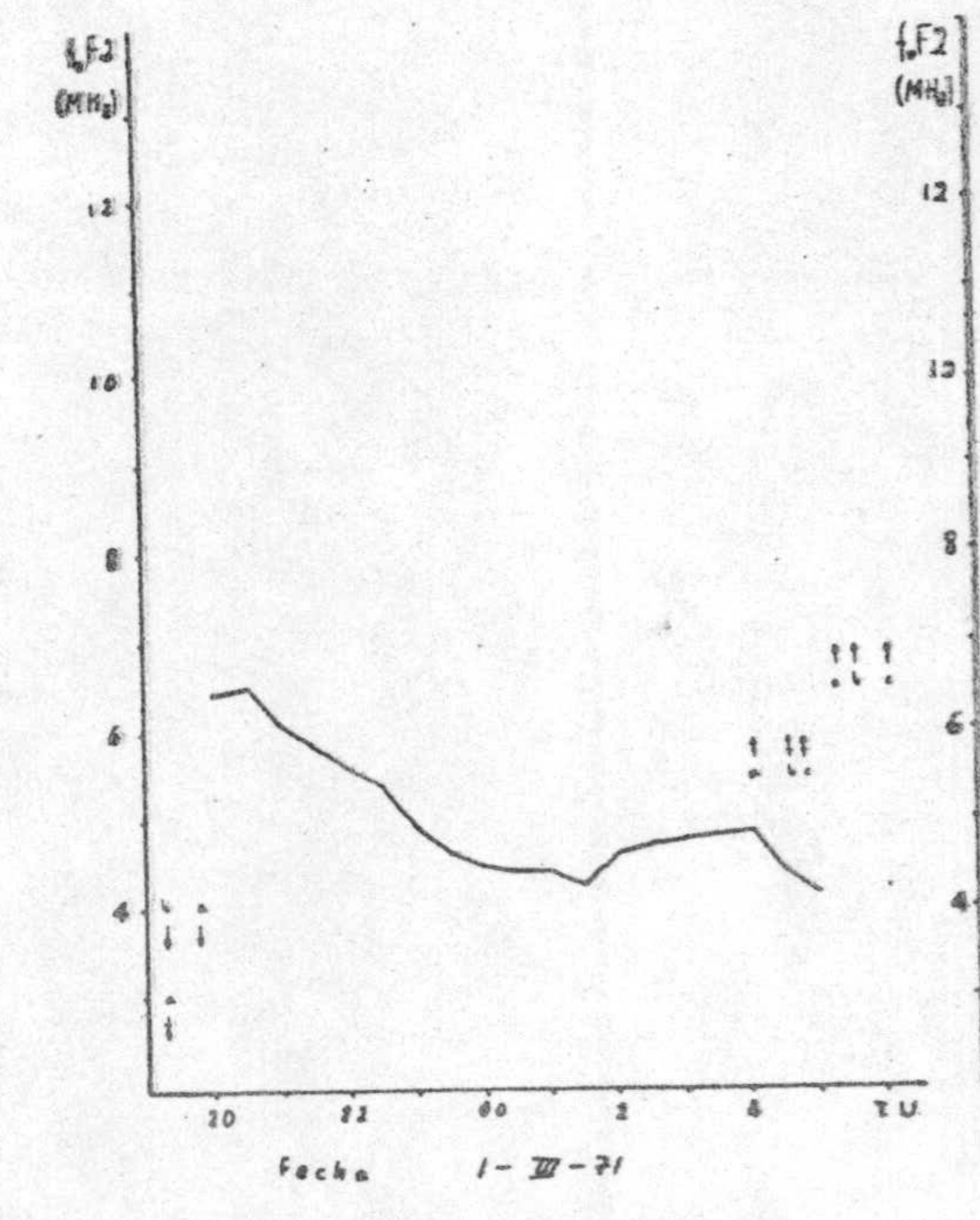
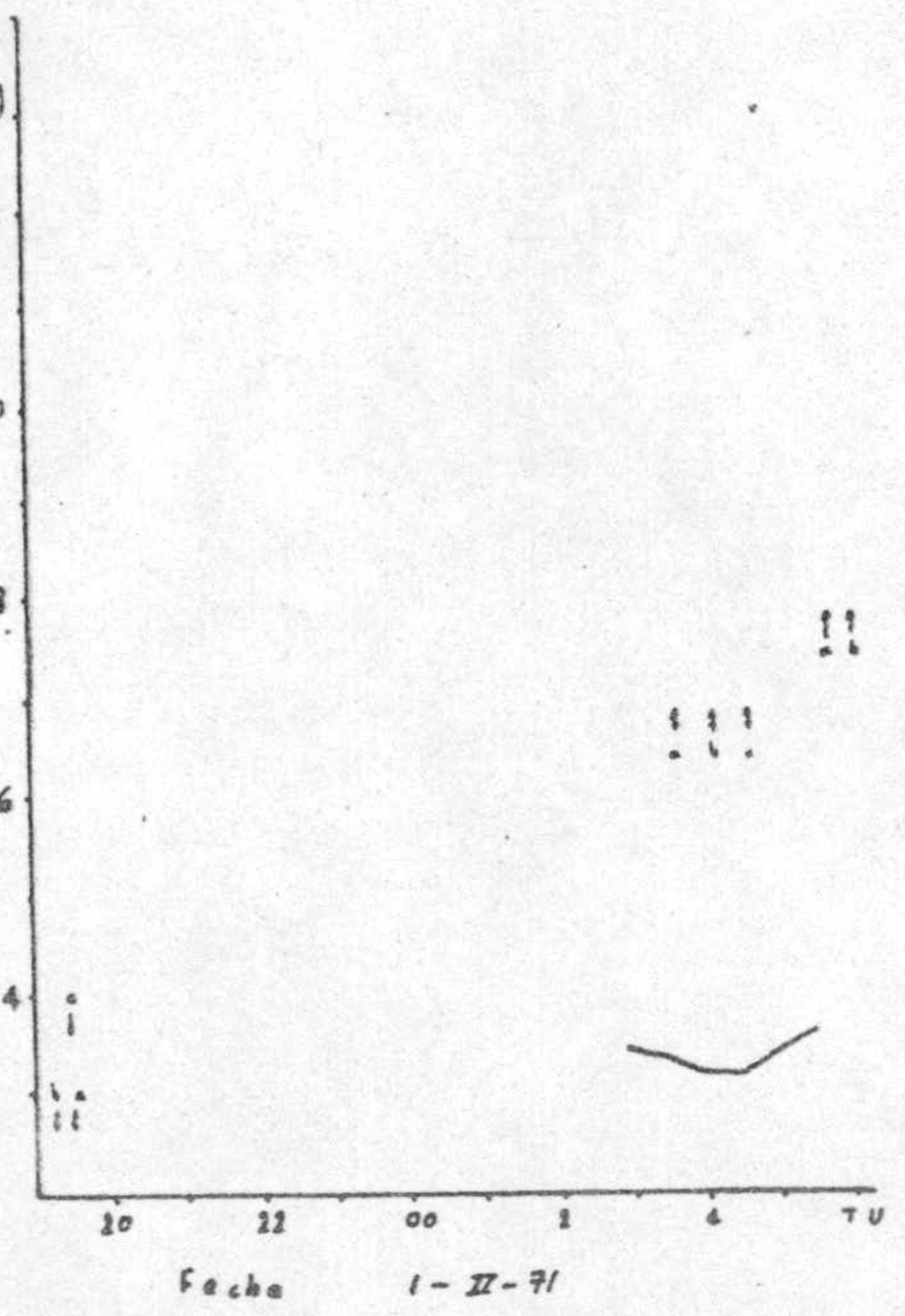
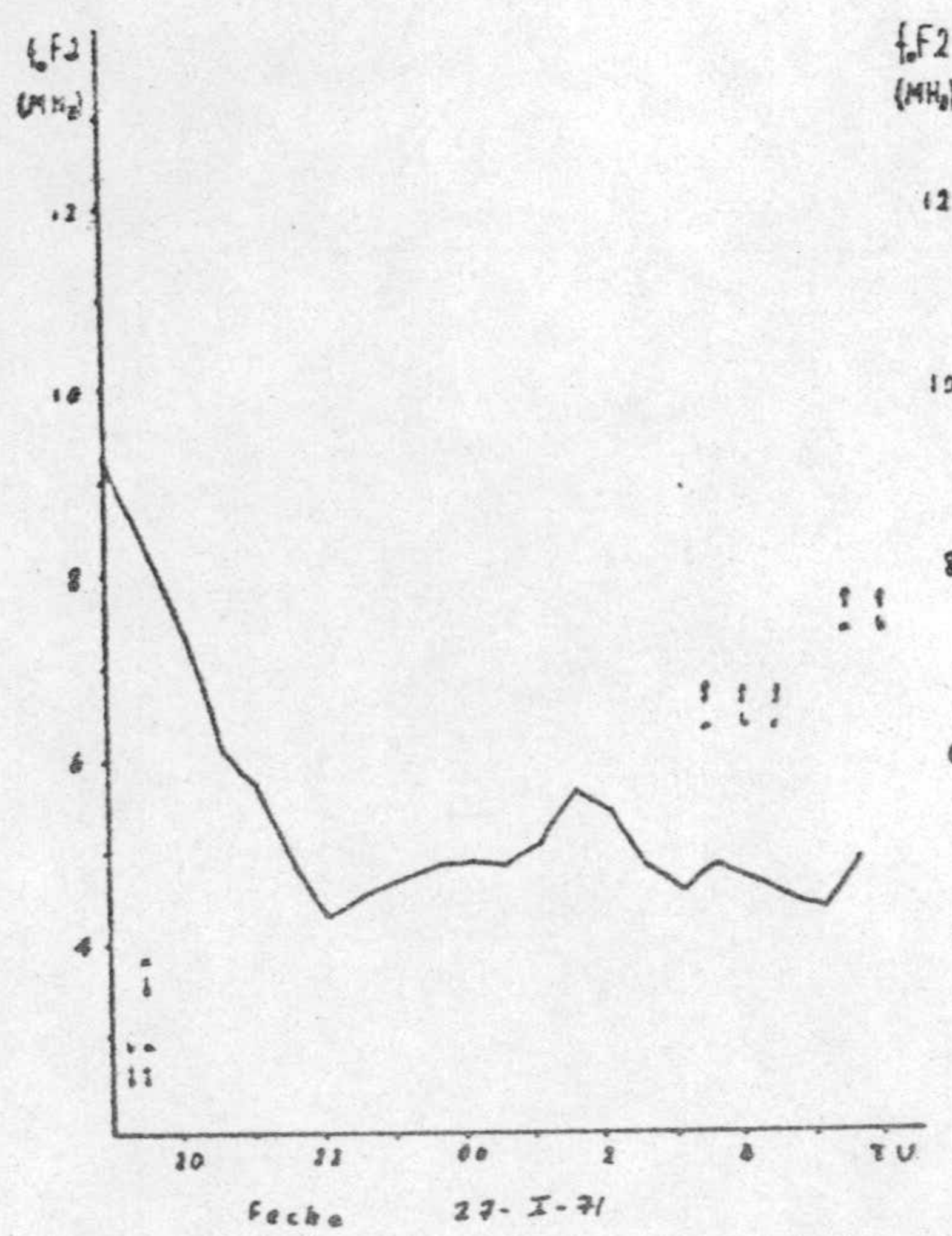














### 3.8.- LA ANOMALIA "ENSANCHE F"

Era de esperar que no fuera normal la presencia del "Ensanche F" en los ionogramas de nuestra estación por estar situada fuera de la zona geográfica donde es habitual su manifestación. Según Skinner y col. (1971) también sería predominantes, en cuanto a la frecuencia de aparición, las del tipo posterior a la media noche. Así ha sido. Hemos podido detectar el fenómeno únicamente en nueve noches y su hora de aparición fué posterior a las cero horas. Su intervalo, en todos los casos, fué pequeño. En la tabla 3.6 se especifican la fecha y hora en que fué observado el eco difuso, así como el índice planetario  $K_p$  más próximo a las seis horas anteriores a su aparición. Tomando la altura virtual como parámetro indicativo del movimiento de la capa F, se incluye el comportamiento de la misma y la variación de altura, considerando variaciones de cinco kilómetros como movimiento nulo.

T A B L A 3.6

<u>Fecha</u>	<u>Hora (T.U.)</u>	<u><math>K_p</math></u>	<u>Movimiento</u>	<u><math>\Delta h'</math> (Km)</u>
2-II-70	4.00	4 <sub>-</sub>	elevación	20
	5.00	3 <sub>o</sub>	descenso	50
4-II-70	0.00	3 <sub>o</sub>	?	?
	1.00	3 <sub>o</sub>	?	?
8-VI-70	2.30	2 <sub>-</sub>	nulo	
	3.00	2 <sub>-</sub>	nulo	
	3.30	2 <sub>-</sub>	descenso	20
	4.00	2 <sub>-</sub>	nulo	
21-VI-70	5.00	1 <sub>+</sub>	descenso	35
8-VIII-70	0.30	4 <sub>-</sub>	elevación	35
	1.00	4 <sub>-</sub>	nulo	
	4.00	4 <sub>o</sub>	descenso	10



T A B L A 3.6(Continuación)

<u>Fecha</u>	<u>Mora (T.U.)</u>	<u>k<sub>p</sub></u>	<u>Movimiento</u>	<u>Δh<sup>o</sup> (km)</u>
	4.30	4 <sub>o</sub>	nulo	
	5.00	5 <sub>+</sub>	descenso	10
9-VIII-70	4.00	1 <sub>+</sub>	descenso	10
4-IX-70	3.00	2 <sub>o</sub>	nulo	
	3.30	2 <sub>o</sub>	nulo	
	4.00	2 <sub>o</sub>	nulo	
	4.30	2 <sub>o</sub>	nulo	
	5.00	2 <sub>+</sub>	elevación	10
5-IX-70	0.30	2 <sub>-</sub>	?	
	1.00	2 <sub>-</sub>	?	
	1.30	2 <sub>-</sub>	?	
	2.00	3 <sub>o</sub>	?	
	2.30	3 <sub>o</sub>	?	
	3.00	3 <sub>o</sub>	descenso	20
	3.30	3 <sub>o</sub>	nulo	
	4.00	3 <sub>o</sub>	descenso	15
	4.30	3 <sub>o</sub>	nulo	
18-II-71	2.00	4 <sub>-</sub>	elevación	25
	2.30	4 <sub>-</sub>	nulo	
	3.00	4 <sub>-</sub>	nulo	

Según estos datos, el "Ensanche F" se produce en un 25% de las veces, sin que haya movimiento de la capa, y en un 32%, cuando hay descenso, lo cual indica que no hay correlación entre la aparición del eco difuso y el movimiento de la capa F - en el tipo posterior a la media noche - de acuerdo con Rishbeth y col (1969) y con Skinner y col (1971). No aparece haber tampoco ninguna dependencia con la actividad geomagnética. De cualquier modo el número de noches en que aparece el eco difuso es tan reducido que no nos permite establecer ninguna conclusión definitiva.



### 3.9.- EMISION EN 5577 Å PROCEDENTE DE LA REGION F

Como es conocido, la emisión del oxígeno atómico atmosférico se produce únicamente en la longitud de onda de 6300 Å, sino también en la de 5577 Å, correspondiente a la transición del estado  $1_S$  al estado  $1_D$ . La décima parte de esta emisión, aproximadamente, procede de la región F 2 (Gulledge y col, 1968) mediante el mecanismo de la recombinación disociativa, siendo el resto de la emisión debida a la región E. El estudio de la componente procedente de la región F 2 sería importante, además de por sí misma, porque constituiría un aporte muy valioso en el estudio de los mecanismos de emisión en la longitud de onda de 6300 Å, y con el cual quedaría completo el análisis de las emisiones del oxígeno atómico en la región F 2.

Esta emisión en 5577 Å es recogida en nuestra estación, por lo que únicamente habría que aplicar un método de separación de las contribuciones de las regiones ionosféricas F 2 y E. El método adecuado es el de Van Rhijn (1921), que relaciona la intensidad a una distancia cenital dada,  $Q(z)$ , con la intensidad en el cenit,  $Q(o)$ . Si designamos con los subíndices e y f a las componentes procedentes de las regiones anteriormente dichas, las funciones de Van Rhijn correspondientes vendrán dadas por

$$R_e = \frac{Q_e(z)}{Q_e(o)} ; \quad R_f = \frac{Q_f(z)}{Q_f(o)} ; \quad R = \frac{Q(z)}{Q(o)} \quad (3.19)$$

siendo R la función para las intensidades totales. Por otro lado, tenemos que

$$Q(z) = Q_e(z) + Q_f(z) \quad (3.20)$$

$$Q(o) = Q_e(o) + Q_f(o) \quad (3.21)$$

Con estas ecuaciones se llega, inmediatamente, a la expresión



$$Q_f(0) = Q(0) \frac{R_e - R}{R_e - R_f} \quad (3.22)$$

que nos permitiría determinar la componente de la región F2 en la dirección del cenit.

Las funciones de Van Rhijn utilizadas son las generales y corregidas teniendo en cuenta la extinción (Battaner, 1972) cuya expresión es

$$R = \frac{(r + h + d)^2 - r^2 \operatorname{sen}^2 z - (r + h)^2 - r^2 \operatorname{sen}^2 z \cdot kx_0(1-e)}{d}$$

donde  $r$  es el radio de la Tierra;  $h$ , la altura del máximo de densidad electrónica de la capa;  $d$ , el espesor de la misma;  $z$ , la distancia canital;  $kx_0$ , la densidad óptica de la atmósfera y  $\ell$  la función de Link.

Determinando  $R_e$  y  $R_f$  mediante (3.23) y  $Q(0)$  y  $R$  en las curvas fotométricas se podría calcular, a partir de (3.22), el valor de la componente en  $5577 \text{ \AA}$  procedente de la región F2. Los valores significativos de  $R$  quedan determinados en el intervalo  $R_e - R_f$ ; si  $R = R_f$ , toda la emisión procede de la capa F y si  $R = R_e$ , toda la emisión tiene su origen en la capa E. Ahora bien, dado que los valores de  $R_e$  y  $R_f$  son muy próximos, el intervalo significativo de variación de  $R$  es muy pequeño, siendo del mismo orden que el error absoluto de éste. Esto nos ha obligado a desistir del propósito de analizar la componente de la región F en la emisión en  $5577 \text{ \AA}$ , ya que los valores que se pudieran obtener carecerían por completo de significación.



CAPITULO IV.- ANALISIS DE LOS RESULTADOS

- 4.1.- ARCOS M
- 4.2.- SOBRE EL MODELO DE BARBIER
  - 4.2.1.- Las constantes A y B
  - 4.2.2.- Comentarios acerca de las hipótesis
- 4.3.- EMISION POST - CREPUSCULAR
  - 4.3.1.- Características observadas
  - 4.3.2.- Influencia de la desactivación en el post-crepúsculo
  - 4.3.3.- Variación de  $V(h)$  a lo largo de la noche
- 4.4.- EMISION PRE - CREPUSCULAR
  - 4.4.1.- Características observadas
  - 4.4.2.- Fotoelectrones procedentes del PMC
  - 4.4.3.- Descensos de altura de la capa F 2
    - 4.4.3.1.- La difusión del plasma
    - 4.4.3.2.- La expansión y contracción de la atmósfera
    - 4.4.3.3.- El campo eléctrico
    - 4.4.3.4.- Los vientos neutros
  - 4.4.4.- Temperatura electrónica



#### 4.1.- ARCOS M

En latitudes medias y en alturas elevadas puede existir una zona de emisión en  $6300 \text{ \AA}$  con estructura de arco. Barbier(1960) fué el primero que detectó su presencia, llamándola "arco auroral estable". Posteriormente, Roach y Roach (1963) lo designaron como "arco M" y el nombre de "arco SAR" se debe a Cole (1965). Según Roach y col. (1967) sus características más sobresalientes se pueden resumir en las siguientes: se han observado en latitudes geomagnéticas comprendidas entre  $41^\circ$  y  $60^\circ$ , habiéndose comprobado el límite inferior en nuestra estación (González, 1971; Battaner, 1972, Quintana, 1974, González y col. 1974 y este trabajo); tienen una extensión en dirección norte-sur de unos 600 km y de miles de kilómetros en dirección este-oeste, dando lugar, posiblemente, a un anillo en torno a la Tierra; se extienden verticalmente desde los 300 km hasta los 700 km, con un máximo de emisión cerca de los 400 km; parece ser que se manifiestan simultánea y conjuntamente en ambos hemisferios y orientados a lo largo de los paralelos magnéticos; su intensidad es muy variable pero raramente pueden hacerse visibles; su movimiento es en dirección norte-sur, con velocidades pequeñas; su persistencia es de un día aproximadamente y su intensidad está correlacionada con la actividad magnética y su aparición con las manchas solares.

Se han propuesto diversas teorías para explicar el origen de los arcos M, aunque hasta el momento no hay ninguna completamente satisfactoria. La existencia de un campo eléctrico ortogonal al campo magnético terrestre podría elevar la temperatura ambiente de los electrones los cuales tendrían la energía suficiente para excitar el oxígeno atómico al estado ( $^1D$ ) --



(Megill y col. 1964), ya que los arcos M no emiten en  $5577 \text{ \AA}$ , es decir, el oxígeno atómico no es excitado al estado ( $^1S$ ). Si esto es así, habría que esperar temperaturas iónicas mayores que  $4000\text{K}$  por debajo de los  $200 \text{ km}$  y perturbaciones notables de la atmósfera neutra en alturas elevadas (Walker y col. 1968). Un segundo mecanismo para el calentamiento de los electrones, propuesto por Cole (1965), podría ser el flujo de calor procedente de la magnetosfera y conducido por las líneas del campo magnético hasta la ionosfera. El flujo energético se engendraría durante las tormentas magnéticas. Si el flujo de calor procede, por tanto, de alturas superiores a los  $100 \text{ km}$ , a este nivel debe existir una temperatura electrónica de al menos  $5000 \text{ K}$  con un gradiente de  $2.8 \text{ }^\circ\text{K/Km}$  como mínimo (Walker y col. 1968). Por otra parte, Delgarno (1964) propone que el mecanismo de calentamiento de los electrones ionosféricos es la precipitación de un flujo electrónico muy poco energético. Las emisiones observadas en un arco M, según Walker, estarían justificadas con un flujo de  $10^9 \text{ elec/cm}^2 \text{ seg}$  con energías de alrededor de  $15 \text{ eV}$ .

Como fenómeno indistinguible para nosotros del arco M, y que puede aparecer en nuestra estación, hay que citar las auroras de baja latitud, que pueden manifestarse con intensa actividad magnética y que pueden estar localizadas entre los  $250 \text{ Km}$  y los  $1000 \text{ Km}$  (Nguyen - Hun - Doan, 1970). En nuestro análisis consideramos el arco M y la aurora de baja latitud como un mismo fenómeno.

No pretendemos en este trabajo realizar ningún estudio de los arcos M, sino tener en cuenta la posibilidad de su manifestación, bien de manera independiente, bien superpuesto a otros fenómenos. Esto es necesario si se quieren evitar interpretaciones erróneas al analizar la emisión en  $6300 \text{ \AA}$ . El criterio



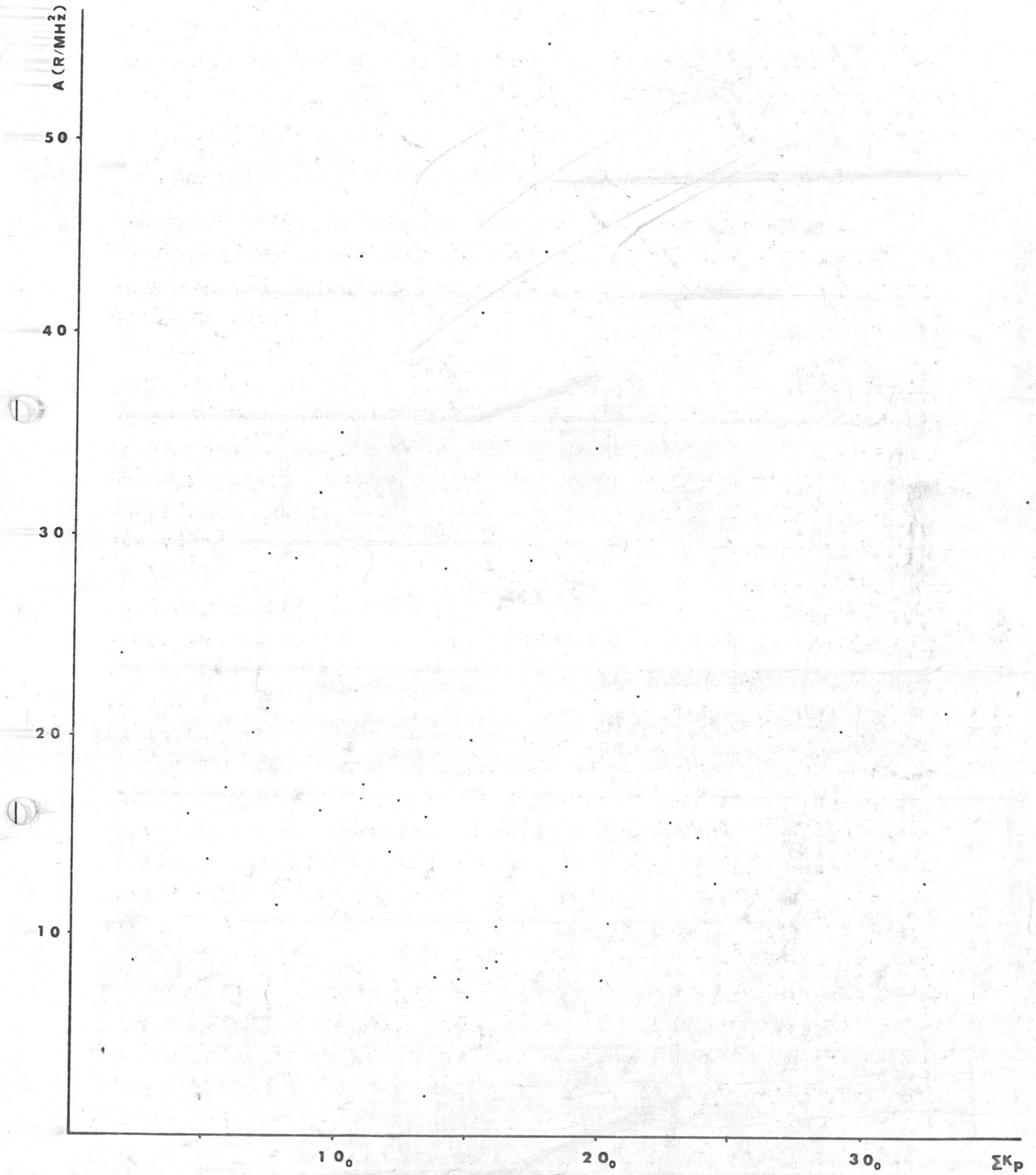
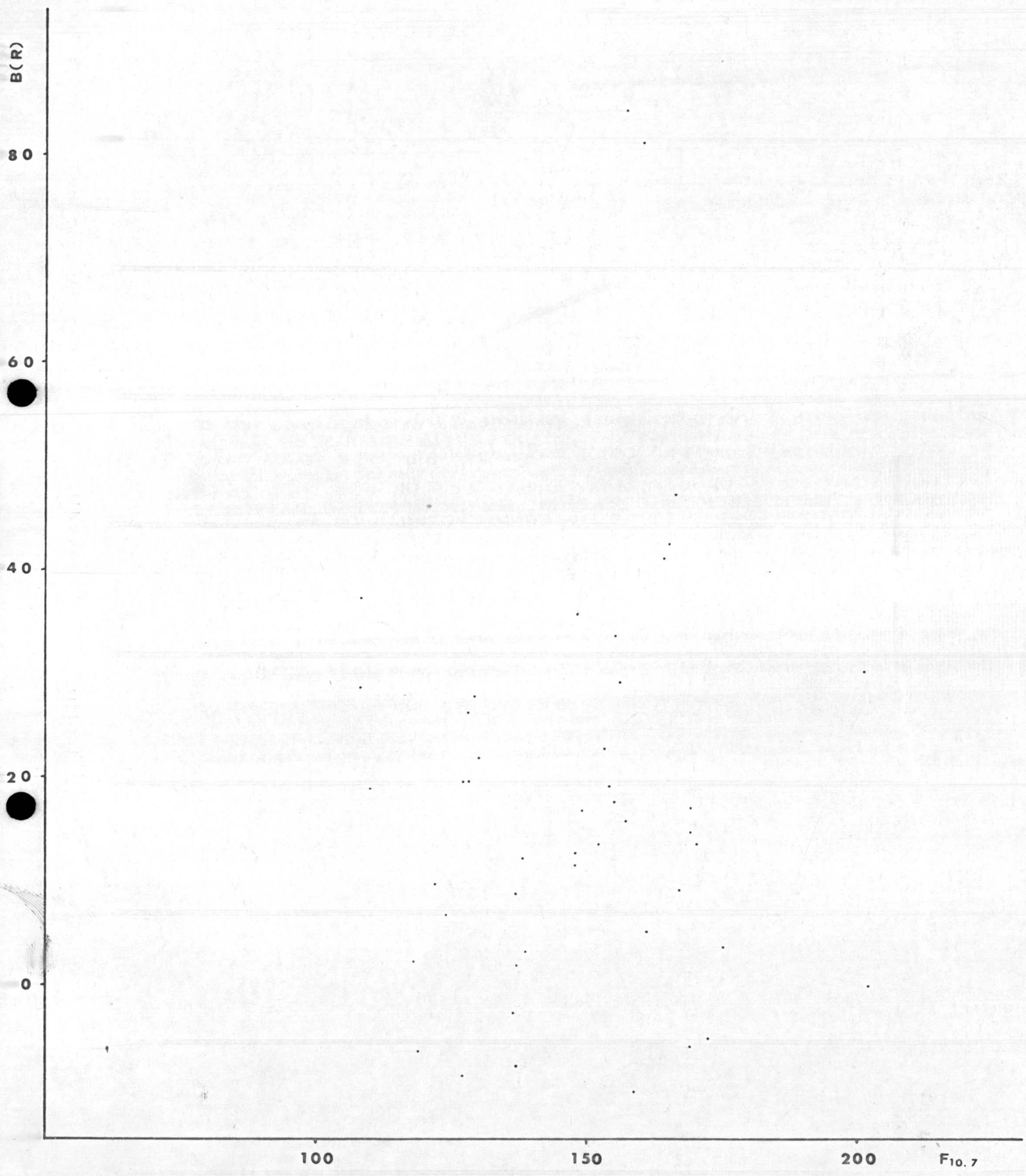


FIG. 4.3



11-12  
196





general que nos permite sospechar la posible presencia de un arco M es la alta actividad geomagnética, ya que la intensidad de los arcos M está correlacionada con ella ( Barbier, 1958). De acuerdo con Bellew y col. (1966) hemos tomado como umbral de aparición  $K_p \geq 4_0$  ó  $\sum K_p \geq 26_0$ -refiriéndose la suma a los  $K_p$  del día considerado- para el año 1970, de alta actividad solar ( $R_z = 104,5$ ) y  $K_p \geq 5_0$  ó  $\sum K_p \geq 32_0$  para el año 1971, de actividad solar normal ( $R_z = 64,2$ ). (Los  $K_p$  se determinan con una exactitud de un tercio de la mitad, indicando con subíndice 0 + y - el primero, segundo y tercer tercio). Así mismo, se considera probable la presencia de arcos M, -- cuando existe tormenta magnética de comienzo brusco, normalmente indicada por el símbolo  $\Delta$ , e incluso en días de escasa actividad magnética precedidos de días con alta actividad (Barbier, 1961) que indicamos como  $P\Sigma$ . En la tabla 4.1, se recogen los días que figuran en nuestro trabajo en los que es probable la manifestación del arco M, según alguno de los criterios indicados. En los  $K_p$  y en las tormentas magnéticas, se indica la hora correspondiente al valor o a la aparición, en la noche considerada o en horas precedentes. En algunas noches - existe una manifestación clara del arco M, caracterizada por elevadas intensidades en QR que no van acompañadas por QT, y por una duración de varias horas, manteniéndose la intensidad en valores altos. En otros días aparece irregular la curva de emisión real, por lo que puede pensarse en la presencia de un arco M, pero no siendo su manifestación clara. Por último hay días en que puede considerarse favorable la presencia del arco M dada la actividad geomagnética existente, pero presentando QR un comportamiento que podemos considerar como "normal". Por tanto, en la tabla 4.1, relacionamos los días en que es probable la manifestación de un arco M, pero desde luego no necesaria.



T A B L A N° 1

<u>Fecha</u>	<u>Actividad geomagnética</u>
2-II-70	Kp(21 h)=4+; ΣKp = 26+
3-II-70	PΣ
4-II-70	Kp (15h) = 4o
16-IV-70	Kp (0h) = 5+
17-IV-74	Σ Kp = 32_
22-IV-70	Σ Kp = 28o
23-IV-70	PΣ
29-V-70	PΣ
31-V-70	▲ (3 h)
1-VI-70	▲ (1.30 h)
2-VI-70	▲ (3h)
18-VI-70	▲ (9h) ΣKp = 30+
26-VI-70	▲ (3h)
27-VI-70	Σ Kp = 31_
28-VI-70	P Σ
1-VII-70	▲ (12h)
10-VII-70	Σ Kp = 29+
21-VII-70	Σ Kp = 32_
22-VII-70	P Σ
24-VII-70	▲ (21 h), Kp=6+(oh), 8-(3h)
25-VII-70	Kp =60 (21h), 5o (oh)
26-VII-70	ΣKp =26o
27-VII-70	PΣ
28-VII-70	▲ (oh), Kp =5+(3h)
29-VII-70	ΣKp =36+; Kp= 5_ (18)
9-VIII-70	PΣ
2-IX-70	PΣ
22-IX-70	PΣ
3-X-70	Kp= ho(oh), 6-(3h), 4o(6h)
4-X-70	ΣKp = 29o
5-X-70	PΣ
17-X-70	Kp =6o(oh), 7- (3h)



T A B L A N ° 1

<u>Fecha</u>	<u>Actividad geomagnética</u>
18-X-70	$\Sigma Kp = 32+$
22-X-70	$Kp = 5_ (21 h), 4_ (0h)$
23-X-70	$Kp = 4_ (18, 21 h) = \Sigma Kp = 32_$
24-X-70	PΣ
18-XII-70	▲(21h)
24-I-71	▲(18h)
26-I-71	▲( 3h)
27-I-71	$Kp = 5_ (15 h), 4_ (18h); \Sigma Kp = 33_$
28-I-71	$Kp=5_ (15h), 4_ (18h), 6_ (21h), 5_ (0h),$ $4_ (3h), \Sigma Kp = 36_$



#### 4.2.- SOBRE EL MODELO DE BARBIER

##### 4.2.1.- Las constantes A y B

En la figura 3.7, se indican los valores medios mensuales que hemos obtenido de las constantes A y B de la expresión de Barbier (1.57). Si se comparan con los indicados en la tabla 4.2 se observa que los valores de A son superiores a los utilizados por los autores reseñados; B toma valores comprendidos entre los valores extremos de la tabla 4.2. Esta diferencia de los valores de A que hemos utilizado es como consecuencia de -

T A B L A 4.2

<u>A</u>	<u>B</u>	<u>H</u>	<u>Estación</u>	<u>Referencia</u>
3.84	18	41.3	Maui	Barbier y col.(1958)
4.85	?	80	Haute-Provence	Barbier (1959)
2.20	0	110	Maruyama	Huruhata y col.(1959)
?	?	38	Lwiro	Deselme y col.(1960)
2.94	109	41.3	Tamanrasset	Barbier y col.(1962)
7.76	25	41.3	Haute-Provence	Barbier (1963)
?	0	40	Sacramento Peak	Bellew y col.(1966)
4.52	50	40	Hawai	Van Zandt y col.(1968)
10.77	10.8	41	Mt.Abu	Pal y col. (1968)
11.1	29.5	41	Mt.Abu	Pal y col. (1968)
16.81	44.6	41	Mt.Abu	Pal y col. (1968)
2.27	15.2	41.7	Tohkatta	Okuda y col. (1969)
3.80	19.1	43.9	Haute-Provence	Okuda y col. (1969)
2.0	47.7	41.3	Dodaira	Takechi (1973)



H<sub>32</sub> (km)

(89)

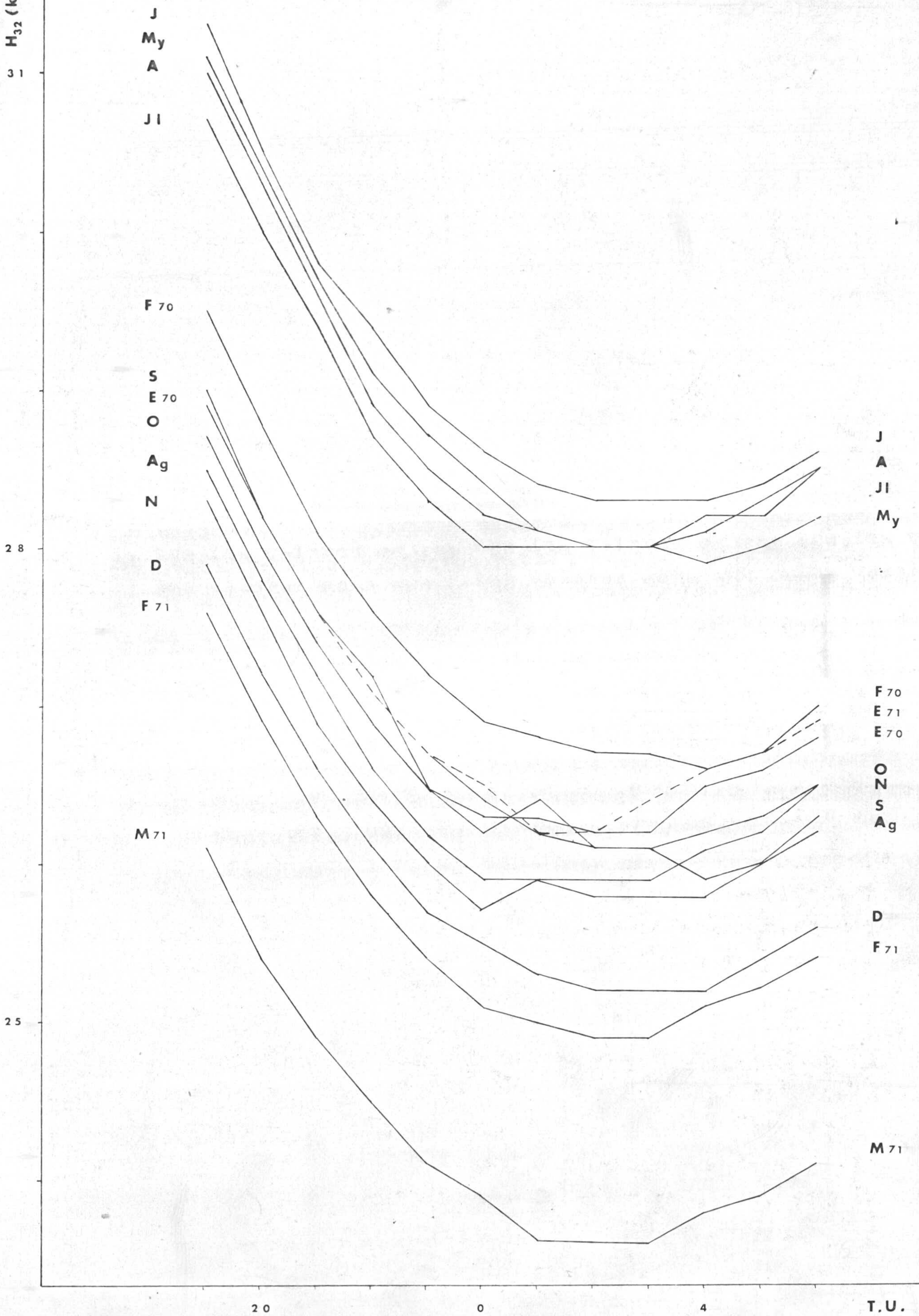


FIG. 4.1



los distintos criterios seguidos en la determinación de la escala de altura del oxígeno molecular,  $H_{32}$ . Efectivamente, en ninguno de los trabajos reseñados se hace referencia a la utilización de un modelo de variación térmica de la atmósfera, sino que la determinación de  $H_{32}$  se realiza según uno de los tres procedimientos siguientes: 1°) Suponer una temperatura - fija al nivel de la capa F 2, con lo cual no se tiene en cuenta la variación de la escala de altura, no ya diaria, sino ni siquiera estacional; esta es la forma empleada por Barbier. 2°) Utilizar la  $H_{32}$  obtenida por Barbier, sin tener en cuenta que las temperaturas supuestas por Barbier, en los primeros trabajos, eran notablemente superiores a los modelos y datos actuales, lo cual determinaba una escala de altura mayor que la real. Esto se puede ver en los trabajos posteriores de Barbier y de Takechi. O suponer un valor próximo a los anteriores, como Pal y col. 3°) Determinar  $H_{32}$  de tal modo que se elija el valor que mayor coeficiente de correlación implica en el tratamiento estadístico de los datos fotométricas e ionosféricas, como Okuda y col. Roach y col (1964) han encontrado que esta técnica no es satisfactoria, ya que la inclusión o no de un valor dudoso puede alterar considerablemente la cuantía de  $H_{32}$ . Por otra parte, es de señalar que los valores de  $B = 0$ , en los trabajos de Huruhata y col. y de Bellew y col., no se obtienen por el ajuste estadístico, sino impuestos como condición previa.

Como ya indicamos en el capítulo anterior, nosotros hemos utilizado el modelo J 71 (Jacchia, 1971) para la determinación de la temperatura y, en consecuencia, de la escala de altura del oxígeno molecular, en la que se refleja las variaciones de las condiciones físicas que influyen la temperatura atmosférica. Durante la noche existen variaciones de  $H_{32}$  de unos - cuatro kilómetros, para valores medios mensuales. A una hora



$H_{32}$  (k m)

31

28

25

E F A My J JI Ag S O N D E F M

19 h

20 h

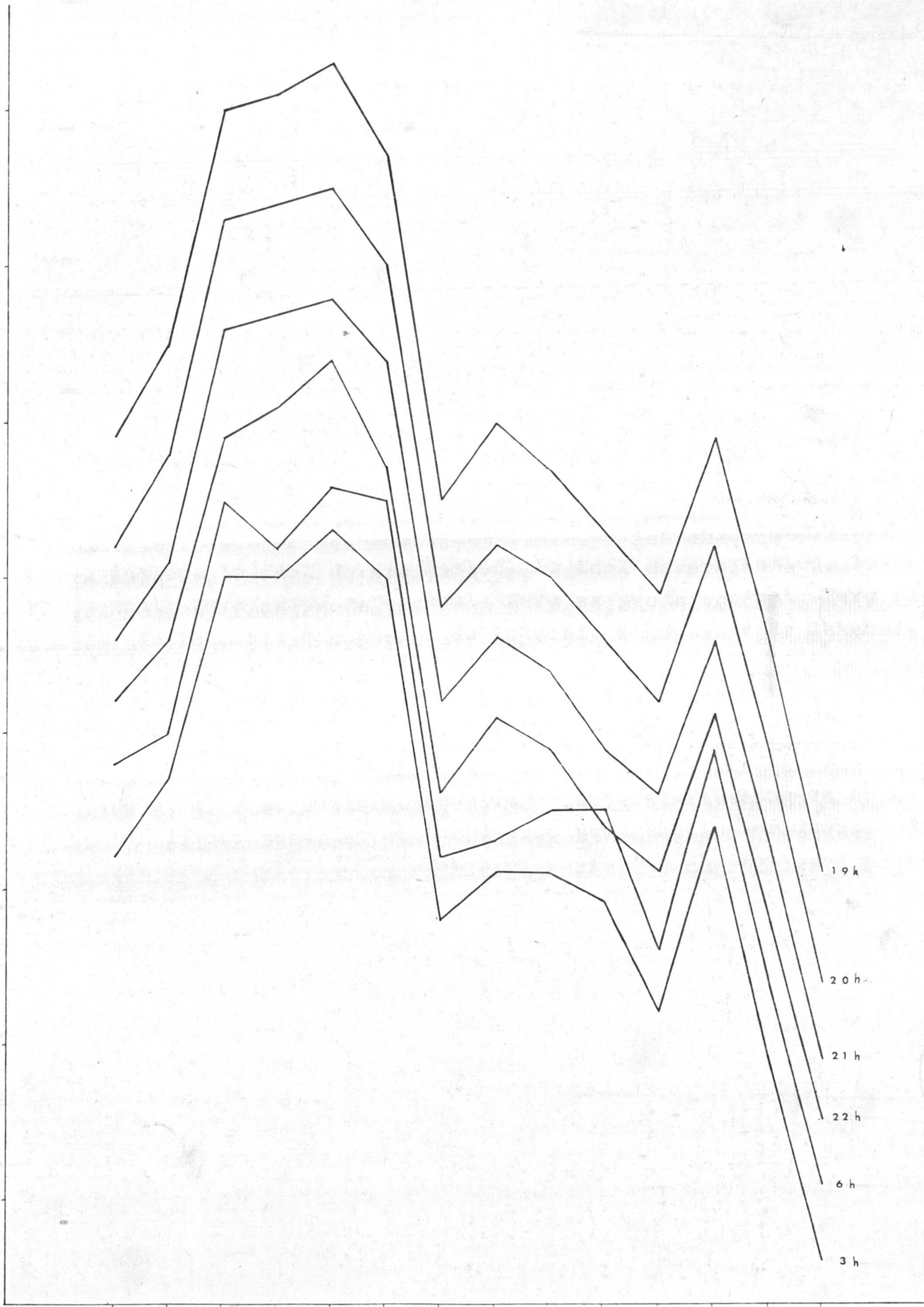
21 h

22 h

6 h

3 h

FIG. 4.2





dada, las variaciones medias durante los meses en que hemos -- trabajado pueden ser de más de cinco kilómetros, y existe una diferencia de casi diez kilómetros, y existe una diferencia de casi diez kilómetros entre los valores máximo y mínimo en el período estudiado. Esto queda ilustrado en las figuras 4.1 y 4.2 donde se recogen los valores medios horarios de cada mes y la variación mensual de  $H_{32}$  correspondiente a cada hora. En esta última figura no se han indicado todas las horas con el fin de no implicar las gráficas, dado que las horas que faltan quedan comprendidas por las curvas de las 22 h y las 3 h.

Dada la irregularidad de la variación de A o B, como se indica en la figura 3.7, no podemos establecer variaciones estacionales.

Hemos estudiado la posible dependencia de A con  $\Sigma K_p$  y con  $F_{10.7}$ . Las figuras 4.3 y 4.4 indican que A no está influenciada por la actividad geomagnética, ni por la actividad solar. A la vista de las figuras 4.5 y 4.6 es aplicable a B la misma conclusión. La independencia del término aditivo, en la expresión de Barbier, con la actividad geomagnética es un resultado sorprendente, a primera vista, dado que en él se engloban las emisiones cuyo origen no es la recombinación disociativa, especialmente la influencia de arcos M o auroras. Sin embargo, el resultado es explicable considerando que con el criterio de selección elegido hemos eliminado la posible influencia de aquellos. Para ver la independencia de B con  $\Sigma K_p$  era debida a la selección realizada, utilizamos los valores de B sin aplicar ninguna restricción, es decir, los valores obtenidos con todos los días del trabajo (siempre que el número de datos fuese igual o mayor que cuatro), y estos valores los simbolizamos con un acento,  $B'$ . El resultado fué negativo: no existe correlación entre  $B'$  y  $\Sigma K_p$  (Figura 4.7). Ahora, bien, el 96% de los valores de B son inferiores a 60 Rayleighs, por lo cual pueden considerarse como una medida del error experimental. Se da la circunstancia, además, que los dos únicos días en que B fué superior a este valor, el 28-VI-70 ( $B=81$  R) y el 2-IX-70 ( $B=84$  R) están inclui



dos en la tabla 4.1 caracterizados por  $P \Sigma$ , lo cual explica - que sin ser  $\Sigma K_p$  alto pueda aparecer un arco M. Por otro lado, los días 26, 27 y 28 de enero de 1.971, el primero con tormenta magnética de comienzo brusco, pero  $\Sigma K_p = 2+$ , y los otros - dos con  $\Sigma K_p = 33$  y  $36$ , respectivamente, no presentan valores altos de  $B_p^D$ , dado que en las horas centrales de las noches mencionadas el arco M parece estar muy debilitado o haber desaparecido. Si los valores inferiores a 60 Rayleighs pueden atribuirse al error experimental, podemos averiguar si los valores superiores dependen de  $\Sigma K_p$ . Efectivamente,  $B^* \geq 60 R$  está correlacionado con  $\Sigma K_p$ . Efectivamente,  $B^* \geq 60 R$  está correlacionado con  $\Sigma K_p$ , con  $r = 0.38$ , dado que el coeficiente de correlación, para un nivel de significación de  $\alpha = 0.1$  y  $n = 25$  resulta ser  $r = 0.34$ . Cabría esperar que la correlación hubiese sido más alta, pero el resultado puede justificarse por la presencia probable de arcos M en días  $P \Sigma$  o por existir tormenta magnética, aun cuando el  $\Sigma K_p$  del día fuese bajo. Por otra parte, los valores  $B^* \geq 60 R$ , no están influenciados por la actividad solar.

Utilizando valores de  $B$ , correspondientes a todos los días en que el número de datos fuese igual o mayor que cuatro, y considerando todas las horas de la noche ( estos valores los designamos por  $B_t^*$  ) se confirman los resultados anteriores.  $B_t^*$  no presente correlación con  $\Sigma K_p$  (figura 4.8), salvo si  $B_t^* \geq 60 R$ , para el que se obtiene un coeficiente de correlación  $r = 0.40$ , significativo, ya que para  $\alpha = 0.02$  y  $n = 36$ ,  $r = 0.39$ . Podemos concluir, pues, indicando que el término aditivo incluido por Barbier en su expresión depende de la actividad geomagnética, aunque no de una manera acusada. Esta dependencia puede quedar enmascarada, si no se tiene en cuenta el error experimental.



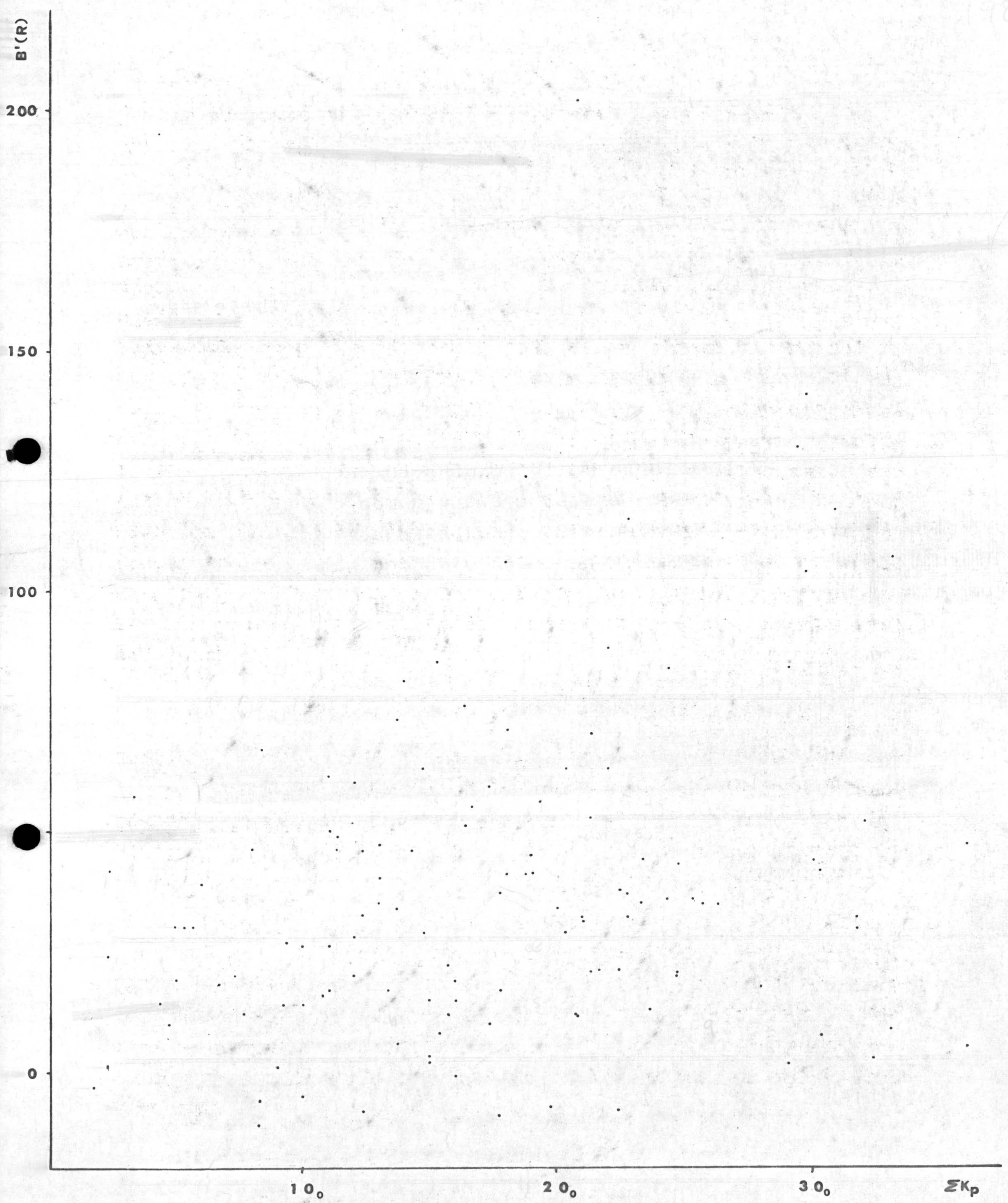


FIG. 4.3



4-10  
10-15  
199

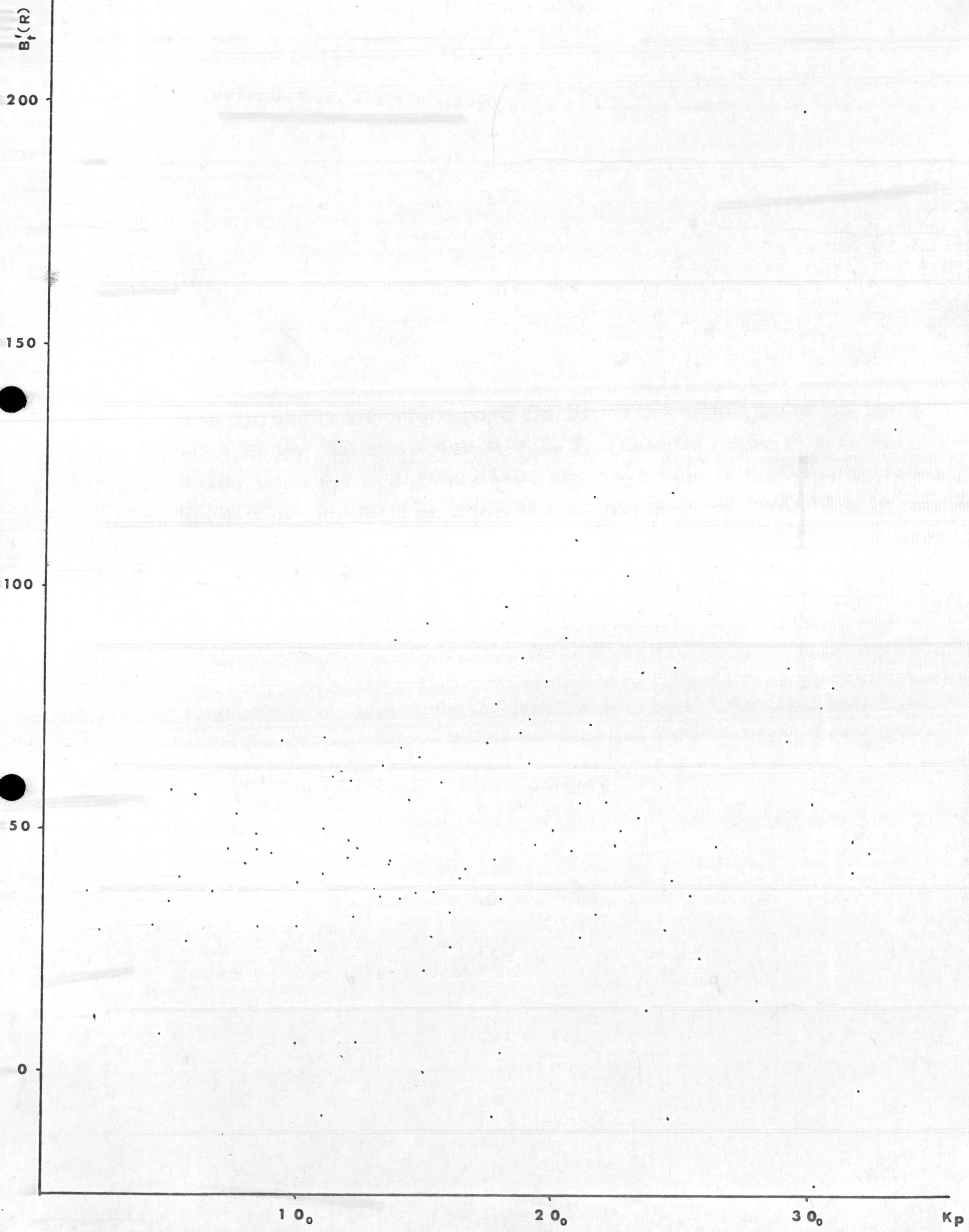


FIG. 4.8



#### 4.2.2.- Comentarios acerca de las hipótesis

En el apartado 1.2.1 indicábamos las hipótesis que permitían la deducción teórica de la expresión de Barbier. Vamos a analizar la validez de algunas de ellas a la luz de los resultados obtenidos en este trabajo. En primer lugar, la base de partida suponía que el mecanismo causante de la emisión en  $6300 \text{ \AA}$  era la recombinación disociativa. Prescindiendo de la posible presencia de auroras de baja latitud e de arcos M, la zona de la noche en que esta hipótesis se ajusta a los datos conocidos, hasta ahora, es la central, si bien en la primera parte, es decir, en la zona del post-crepúsculo, también se admite la recombinación disociativa como origen de la emisión de la raya roja. En las horas de la emisión pre-crepuscular puede aparecer el efecto de los fotoelectrones procedentes del punto magnéticamente conjugado de nuestra estación, que excitarían directamente, mediante choques, el oxígeno atómico al estado ( $^1D$ ). En consecuencia es de esperar, si esto es así, que en el invierno y a estas horas de la noche, la fórmula de Barbier proporcione valores de la intensidad de emisión en desacuerdo con las medidas fotométricas.

En segundo lugar, la hipótesis de que  $F(h)$  sea igual a la unidad, es decir, que la concentración de iones  $O^+$  sea igual a la concentración electrónica, era válida para alturas superiores a los 300 Km y aceptable por encima de 250 km (Wickwar, 1971). Observando las gráficas de la variación mensual de  $h'F$  a lo largo de la noche, se obtiene que en el post-crepúsculo,  $h'F$  es superior a 250 Km únicamente en los meses J (Mayo, Junio, Julio y Agosto) y no en los E y D (equinociales y de invierno) -siguiendo la notación de las estaciones del Lloyd- mientras que en el resto de la noche y para todos los meses es acepta--



ble  $F(h) = 1$ . Esto lleva a considerar la posibilidad de que en estas condiciones desfavorables ( $h^{\circ}F < 250$  km) puedan existir desviaciones de los valores obtenidos con este modelo respecto de los fotométricos del 30% (Wickwar, 1971, da para  $F(h)$  el valor de 0,90 a 250 km, y de 0,30 a los 200 Km) al admitir la igualdad de concentraciones de  $O^+$  y de electrones. Hay que tener en cuenta, no obstante, que se obtendría resultados más realistas si, en vez de considerar la altura virtual de la capa correspondiente a su borde inferior, se trabajase con la altura del máximo de emisión. Aunque el espesor de la capa es variable, considerando de 40 a 50 km como valor medio para el 80% del máximo de densidad electrónica, las desviaciones en el post-crepúsculo se reducen notablemente respecto del valor obtenido considerando  $N^{\circ}F$ . En consecuencia, puede admitirse como válida, para toda la noche, la hipótesis de que  $F(h)$  sea igual a la unidad, lo que en todo caso puede dar lugar a sobrevaloraciones de la emisión en las horas post-crepusculares, en algunos días, que, la mayor parte de las veces, estarían dentro del error experimental considerado.

En tercer lugar, se suponía nula o despreciable la desactivación del  $O(^1D)$  por choques principalmente del  $N_2$ . Hemos tratado de evaluar tal posibilidad, que supone que

$$D \equiv d_D / 0,0091 \ll 1 \quad (4.1)$$

A tal fin hemos utilizado el coeficiente de desactivación,  $S$ , dado por Sipler y col. (1972) (Tabla 1.1) que tiene en cuenta también al  $O_2$  como agente de desactivación, de tal modo que  $d_D$  puede ser obtenido mediante

$$d_D = S [N_2] \quad (4.2)$$



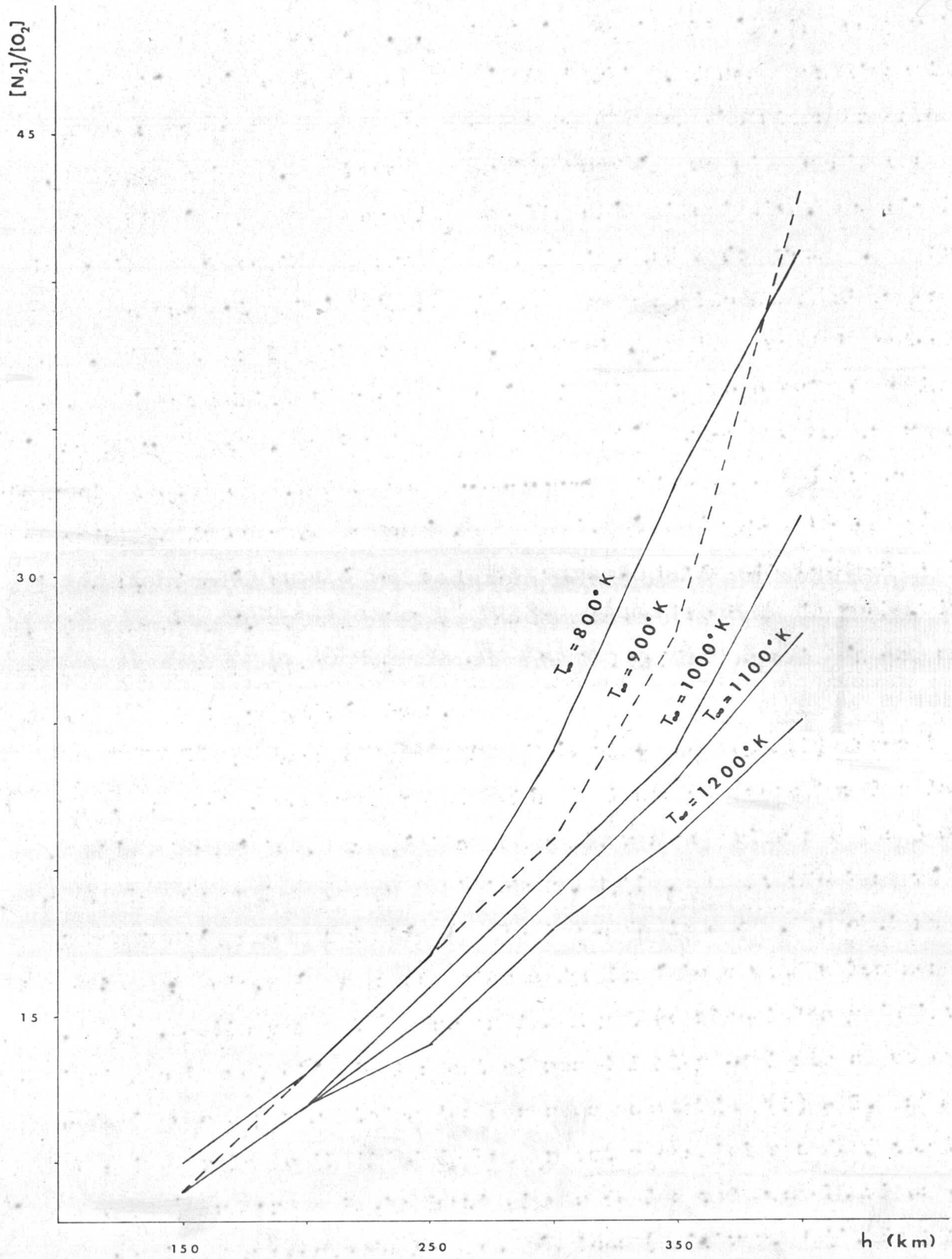


FIG. 4.9



admitiendo que la concentración de  $O_2$  es aproximadamente la -  
décima parte de la concentración de  $N_2$ , lo cual está de acuer-  
do con las concentraciones de  $O_2$  y  $N_2$  utilizadas por nosotros,  
como se desprende de las gráficas de la figura 4.9. Para la de-  
terminación de  $[N_2]$  hemos utilizado el modelo de la termosfera  
y mesosfera J 71 (Jacchia, 1971). Con ello hemos calculado, pa-  
ra distintas temperaturas exosféricas,  $T_{\infty}$ , las alturas corres-  
pondientes para los valores  $D = 10^{-3}$ ,  $D = 10^{-2}$ ,  $D = 10^{-1}$  y  $D=1$ .  
El resultado queda reflejado en la Figura 4.10. Para el caso -  
límite  $D = 10^{-1}$  en que puede admitirse la hipótesis 3) y para  
un valor mínimo ( de acuerdo con nuestros resultados ) de  $T_{\infty} =$   
 $800^{\circ} K$  la desactivación es importante por debajo de los 300 Km.  
Para un valor de  $D$  superior, por ejemplo,  $D=10^{-2}$ , el límite  
de altura se sitúa en los 375 Km, para la misma temperatura -  
exosférica. Dado que, como puede observarse en la figura 4.11,  
la variación de  $T_{\infty}$  en el transcurso de la noche alcanza un mí-  
nimo a las 3.00 T.U. en nuestra estación, y que las temperatu-  
ras en el post-crepúsculo son superiores a las anteriores al -  
amanecer en más de  $100^{\circ} K$ , la desactivación de  $O(^1D)$  es más im-  
portante en las primeras horas de la noche, para una altura es-  
table de la región F. Como además la capa F 2 alcanza alturas  
inferiores en el post-crepúsculo que en el resto de las horas,  
el efecto de la desactivación es más acusado en la primera par-  
te de la noche. Podemos, pues, esperar de lo expuesto, que la  
emisión en  $6300 \text{ \AA}$  sea sobrevalorada con la aceptación de esta  
hipótesis -en definitiva, con la aplicación de la expresión de  
Barbier-, principalmente en la zona del post-crepúsculo.

En definitiva, podemos decir que el término aditivo en la ex-  
presión de Barbier no sólo tiene en cuenta mecanismos de emi-  
sión ajenos a la recombinación disociativa, como ocurre con la  
presencia de auroras o de arcos M y la posible acción de un  
flujo de fotoelectrones conjugados, además de la indeterminación  
experimental, sino que tiene en cuenta el efecto de la desac-  
tivación por choque, que tendrá distinta influencia según la



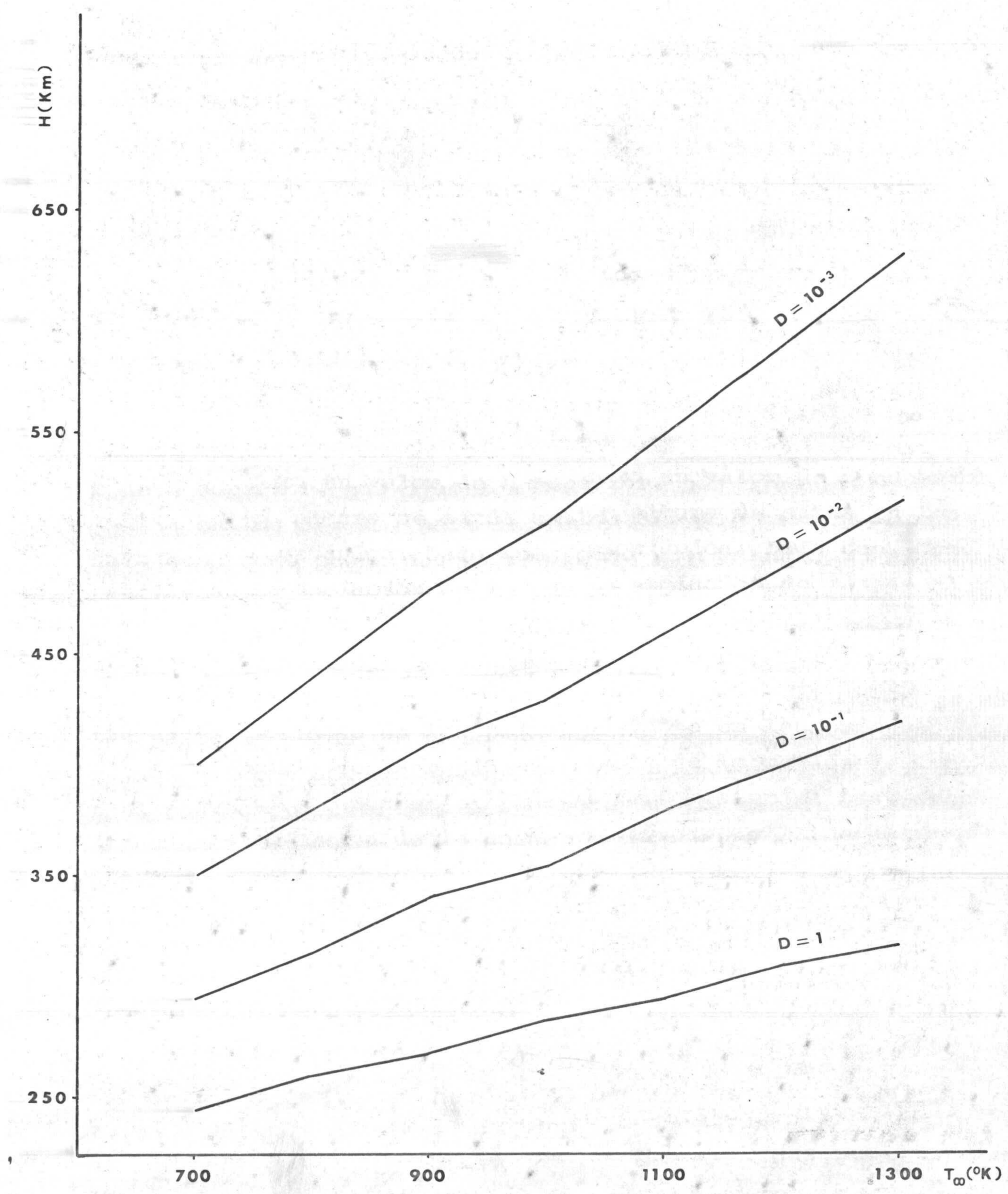


FIG. 4.10



4-14  
11-20  
206

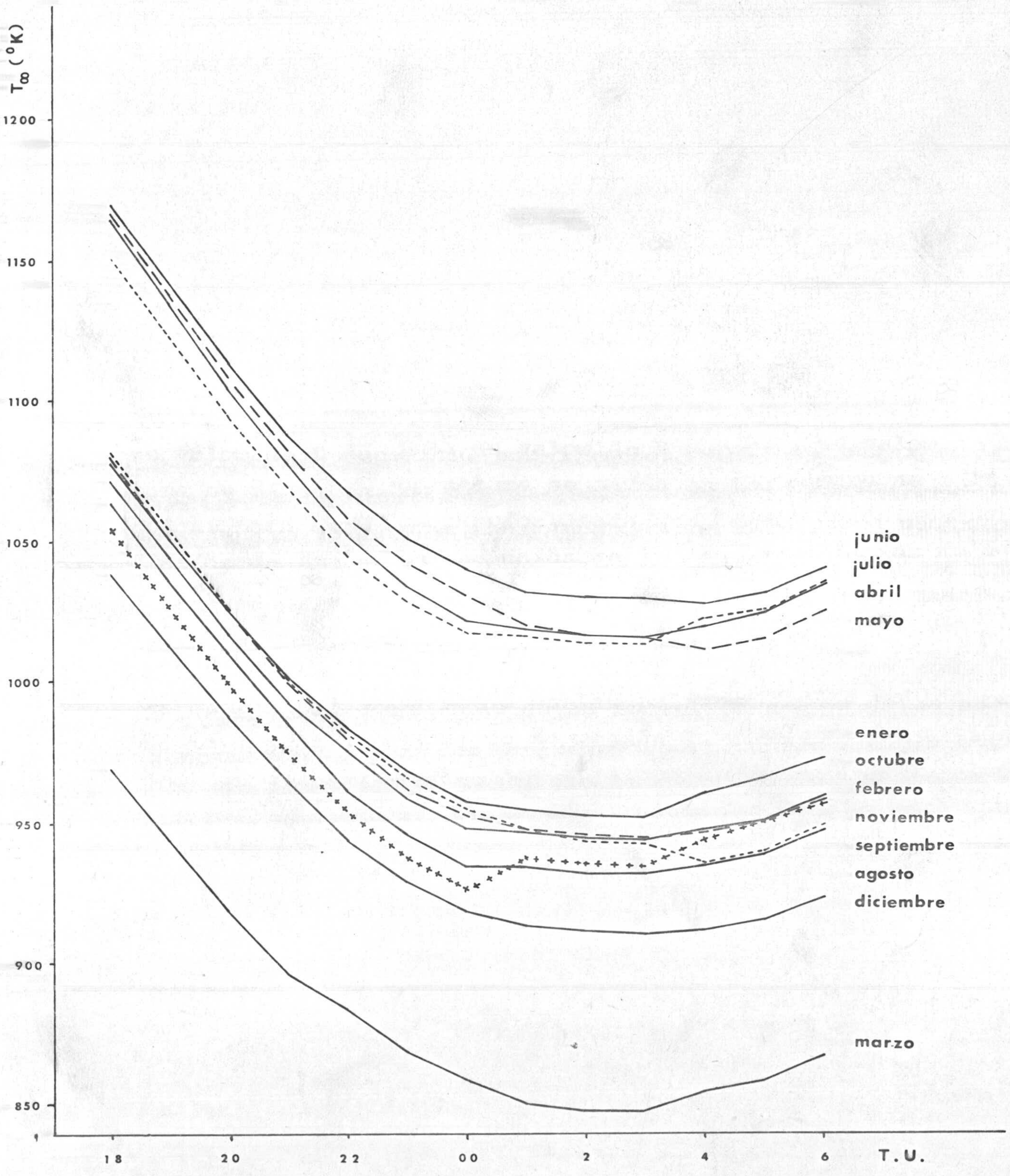


FIG. 4.91

FOR A 2



altura de la capa F 2 y la hora de la noche, dada su dependen  
cia con la temperatura atmosférica.



#### 4.3.- EMISION POST - CREPUSCULAR

Se llama emisión post-crepuscular a la que se produce cuando; la capa emisora deja de estar iluminada por el Sol. Se caracteriza por un rápido decrecimiento de la intensidad como consecuencia de ser nula la producción de iones oxígeno, siendo el mecanismo actuante la recombinación disociativa. La no producción de iones, debido a la ausencia de la radiación solar, implica que la producción electrónica cesa también ( $q=0$ ). Si consideramos, por tanto, la ecuación de continuidad para la concentración de electrones,  $N_e$ ,

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = q - \beta N_e - \text{div} (N_e \vec{v}) \quad (4.3)$$

y suponemos que el término de la divergencia es nulo, como  $q=0$  durante la noche, ésta queda reducida a

$$\frac{d N_e}{d t} = - \beta N_e \quad (4.4)$$

donde  $\beta$  es el coeficiente de pérdida de electrones. Ahora bien, como esa pérdida se produce a través de las reacciones (R 3) y (R 4),  $\beta$  vendrá dado por

$$\beta = \alpha_1 [O_2^+] + \alpha_2 [NO^+] \quad (4.5)$$

Como  $\alpha_1$  y  $\alpha_2$  sólo dependen de la temperatura, si admitimos que  $[O_2^+]$  y  $[NO^+]$  son independientes del tiempo,  $\beta$  también lo es, y la integración de (4.4) nos proporciona

$$N = N_0 e^{-\beta t} \quad (4.6)$$

es decir, la concentración electrónica decrece exponencialmen



te para cualquier nivel de altura considerado. A través de (1.49), el decrecimiento exponencial de  $N_e$  va a originar un decrecimiento exponencial en  $Q$  (6300). Efectivamente, se puede comprobar que la intensidad de la emisión real se ajusta bien, en general, a esta función exponencial. Pal (1972), sobre las observaciones realizadas en Mont Abu (India) ha ensayado la relación para dar cuenta de las variaciones de inten-

$$\frac{d QR}{d t} = - \beta \frac{QR}{6300} \quad (4.7)$$

sidad en este período de la noche. En ausencia de tormentas magnéticas, el decrecimiento de la intensidad se ajusta bien a dicha expresión, obteniendo coeficiente de correlación muy significativos entre  $dQR/dt$  y  $QR$ . La comprobación experimental confirma la hipótesis inicial de que el mecanismo que origina la emisión es la recombinación disociativa. No obstante, el comportamiento real a veces se desvía del decrecimiento exponencial, produciéndose aumentos irregulares, en ausencia de arcos  $M$  o tropicales .

#### 4.3.1.- Características observadas.

El comienzo de la emisión post-crepuscular lo hemos situado a la hora en que la depresión solar local,  $\alpha_1$  es de  $17,5^\circ$ . El final de esta emisión se identifica fácilmente en la mayoría de las noches por perder su carácter exponencial; este final suele situarse entre las 22.00 y 23.00 h T.U. En las noches en



que este final no se distingue con claridad por las características de la curva QR, hemos tomado las 23.00 h. como límite de la emisión post-crepuscular y comienzo de la emisión nocturna o de media noche. La hora correspondiente a  $\alpha = 17^{\circ},5$  indicará, por tanto, el paso de la emisión crepuscular del atardecer a la emisión post-crepuscular.

De los días que teníamos datos en el post-crepúsculo, tanto de la curva QR como de QT, hemos prescindido de que figuran en la tabla 4.1, es decir, de los días en que o bien es clara la manifestación del arco M o bien es posible su presencia, aunque con débil intensidad. Con estas consideraciones nos quedan 44 días que relacionamos en la tabla 4.3 y que hemos caracterizado del siguiente modo: En el grupo A incluimos los días en que el decrecimiento de QR es rápido y que podemos aproximar a una disminución exponencial; en el grupo B aquellos días en que QR presente máximos acusados en la zona del post-crepúsculo, y en el grupo C los días en que el decrecimiento de QR es muy poco notable o presente unas características que no permiten clasificarlos en los grupos anteriores. Los grupos simbolizados por A', B' y C' corresponden a las mismas características indicadas por los A, B y C, pero referidos a la curva QT. En las tres últimas columnas se indica la relación de intensidades de las curvas real y teórica. En algunos casos, para el mismo día, se pueden presentar dos relaciones de intensidad; en ellos se ha indicado la característica más notable. Al final de la tabla se indica el número de días y porcentajes de cada una de las características.



<u>Fecha</u>	<u>A</u>	<u>B</u>	<u>C</u>	<u>A'</u>	<u>B'</u>	<u>C'</u>	<u>QR &gt; QT</u>	<u>QR = QT</u>	<u>QR &lt; QT</u>
29-I-70		X			X				X
30-I-70	X			X					X
31-I-70		X			X				X
7-II-70		X			X			X	
9-II-70		X			X			X	
10-II-70		X			X			X	
12-II-70		X			X			X	
4-IV-70	X			X					X
11-IV-70	X			X				X	
12-IV-70	X			X				X	
13-IV-70	X			X				X	
24-IV-70	X				X				X
25-IV-70	X			X					X
30-IV-70	X			X				X	
1-V-70	X			X				X	
7-V-70	X				X			X	
5-VI-70	X			X					X
12-VI-70	X			X				X	
24-VI-70	X			X				X	
30-VII-70			X		X				X
1-VIII-70	X			X				X	
2-VIII-70	X			X				X	
12-VIII-70		X			X				X
13-VIII-70	X			X					X
29-VIII-70	X			X					X
6-IX-70		X			X				X
8-IX-70	X			X					X
16-IX-70	X			X					X
17-IX-70	X			X					X
18-IX-70	X			X					X
19-IX-70	X			X					X
6-X-70	X			X					X
20-X-70			X	X					X



T A B L A 4. 3

<u>Fecha</u>	<u>A</u>	<u>B</u>	<u>C</u>	<u>A'</u>	<u>B'</u>	<u>C'</u>	<u>QR &gt; QT</u>	<u>QR = QT</u>	<u>QR &lt; QT</u>
25-X-70			X			X		X	
27-X-70			X	X					X
30-X-70		X			X				X
1-XI-70		X			X				X
2-XI-70		X			X			X	
4-XI-70		X			X				X
2-XII-70			X			X		X	
3-XII-70		X			X				X
1-I-71			X			X		X	
15-I-71		X			X		X		
25-I-71		X			X		X		
<u>44</u>	<u>23</u>	<u>15</u>	<u>6</u>	<u>23</u>	<u>18</u>	<u>3</u>	<u>2</u>	<u>18</u>	<u>24</u>
	52,3%	34,1%	13,6%	52,3%	40,1%	6,8%	4,5%	40,9%	54,5%



El estudio de la tabla 4.3 nos lleva a las siguientes consideraciones:

a) Es notable la gran semejanza, en cuanto a las características, de las curvas real y teórica, lo cual induce a pensar en la coincidencia de la recombinación disociativa, propuesta en el modelo teórico, con el mecanismo de emisión real, al menos como contribución principal, ya que las condiciones ionosféricas afectan de igual manera a ambas curvas. Y esto es válido tanto en el decrecimiento exponencial, como en la aparición de máximos acusados.

b) El porcentaje del grupo A indica que el decrecimiento aproximadamente exponencial de la emisión predomina sobre las otras manifestaciones, por lo que podemos considerarlo como la manifestación característica del post-crepúsculo, de acuerdo con lo indicado anteriormente.

c) El hecho de que todos los días del grupo B pertenezcan al B', es decir, que cuando se presenta un máximo en la curva real también aparece en la teórica, y dado que estos días (excepto dos) aparecen en el invierno, nos permite atribuir dichos aumentos de intensidad al paso del arco tropical.

d) Los porcentajes de las columnas que relacionan las intensidades nos permiten afirmar que prácticamente en todos los días la intensidad real coincide con la teórica o es inferior a ella, circunstancia opuesta, como veremos más adelante, a la que aparece en la zona pre-crepuscular del amanecer. Además, predominan los días en que la emisión calculada según el modelo de Barbier presente intensidades superiores a las fotométricas.

El estudio de la tabla 4.3 y las consideraciones precedentes -



nos llevan a una conclusión general en cuanto a la manifestación de la emisión post-crepuscular: en ausencia de alta actividad geomagnética, la intensidad real disminuye rápidamente de forma aproximadamente exponencial. Esta características puede ser alterada por la aparición del arco tropical (principalmente en los meses de noviembre, diciembre, enero y febrero ) o porque la intensidad de emisión sea anormalmente reducida. En cualquier caso, el mecanismo de emisión es la recombinación disociativa.

Dado que como queda establecido, la emisión post-crepuscular normal, en ausencia de fenómenos superpuestos, presenta una característica aproximadamente exponencial, es en estos días donde hemos realizado el estudio que sigue. Es importante señalar que, considerando únicamente los días del grupo A, siempre  $QR$  es igual o inferior a  $QT$ , ya que los dos días en que la intensidad real fué superior a la teórica (los días 15 y 25 de enero de 1971) se manifestó un arco tropical.

#### 4.3.2.- Influencia de la desactivación en el post-crepúsculo

Al analizar lo que consideramos como manifestación normal de la emisión post-crepuscular, es decir, los días del grupo A, se observa que en diez (43,5%) las intensidades real y teórica tuvieron la misma cuantía, y que en trece (56,5%)  $QR$  fué menor que  $QT$ . Por consiguiente, el modelo de Barbier, durante el post-crepúsculo, no da cuenta de la intensidad real en más de la mi-



tad de las noches, sino que se obtiene una sobrevaloración de la emisión. Como apuntábamos en 4.2.2. es previsible que la sobrevaloración de la intensidad teórica sea como consecuencia de despreciar la influencia de la desactivación del  $O(^1D)$  por choques. Para estudiar este problema, hemos evaluado la influencia de la desactivación no mediante un planteamiento general, sino teniendo en cuenta las condiciones físicas de la región F 2 para cada día y hora considerado.

La expresión

$$Q(6300) = 0.10 \int_0^{\infty} G(h) N_e(h) F(h) dh \quad (1.42)$$

nos permitía la intensidad de emisión en función del número de fotones con una longitud de onda de  $6300 \text{ \AA}$  emitidos por segundo,  $G(h)$ , cuya expresión es

$$G(h) = \frac{6,9 \times 10^{-3} R \delta_1 [O_2(h)]}{9,1 \times 10^{-3} + S [N_2(h)]} \quad (1.43)$$

en donde, por aparecer el factor  $S [N_2(h)]$ , se tiene en cuenta la desactivación por choque.

Ahora bien, al deducir la expresión de Barbier de la general (1.42) indicamos que una de las hipótesis que se establecía era la ausencia de desactivación de  $O(^1D)$  por choques, hipótesis que llevada a (1.42) nos obligaría a sustituir el factor  $G(h)$  por otro, que designamos como  $G'(h)$ , y que vendría a representar, así mismo, el número de fotones en  $6300 \text{ \AA}$  emitidos por segundo, pero en ausencia de desactivación del oxígeno excita-



do al estado <sup>1</sup>D. La expresión (1.42) quedaría entonces

$$Q(6300) = 0.10 \int_0^{\infty} G^{\prime}(h) N_e(h) F(h) dh \quad (4.8)$$

con

$$G^{\prime}(h) = \frac{6,9 \times 10^{-3} R_{\gamma_1} [O_2(h)]}{9,1 \times 10^{-3}} \quad (4.9)$$

es decir,  $G(h)$  para  $S = 0$ .

La variación de  $G(h)$  y  $G^{\prime}(h)$  nos da idea de la variación temporal de la intensidad, considerando la emisión con y sin deactivación, o lo que es equivalente, la emisión real y la teórica según el modelo de Barbier. Pero la información más importante, en cuanto al problema que estamos tratando, nos la proporcionan sus valores relativos. En efecto, puesto que la intensidad real depende de  $G(h)$  y la intensidad teórica de  $G^{\prime}(h)$ , la relación  $G(h)/G^{\prime}(h)$  nos da idea de la relación entre la intensidad real y la teórica, o, en otras palabras, de la sobrevaloración que contiene el modelo de Barbier como consecuencia de suponer la desactivación nula. Este cociente, que designamos por  $V(h)$  y que viene dado por

$$V(h) = \frac{9,1 \times 10^{-3}}{9,1 \times 10^{-3} + S [N_2(h)]} \quad (4.10)$$

nos da idea del factor de reducción que sería preciso aplicar a las intensidades obtenidas mediante la expresión de Barbier al tener en cuenta la desactivación por choque.



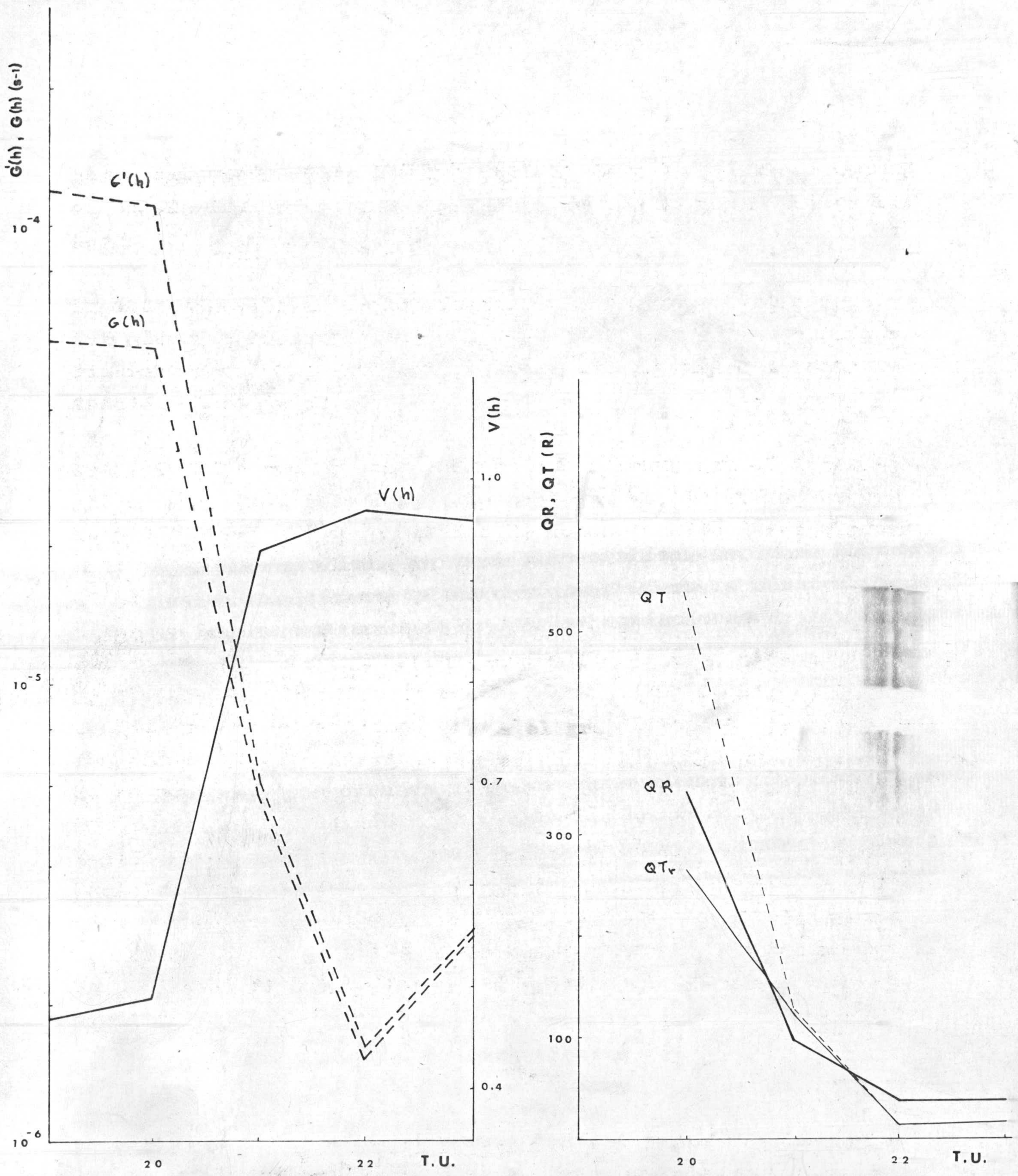
Hemos calculado  $G(h)$ ,  $G'(h)$  y  $V(h)$  en diez de las trece noches en que la intensidad teórica fué mayor que la real durante las horas del post-crepúsculo.

La determinación de dichos factores la hemos realizado para una altura correspondiente a  $h_p$ , es decir, donde se puede considerar aproximadamente que se encuentra el máximo de concentración electrónica.

Esta elección nos ha parecido más conveniente que el tomar la altura del borde inferior de la capa, ya que la emisión mayor se produce alrededor del máximo de concentración de electrones. Ello explica, por otra parte, el que la variación temporal de  $G'(h)$  y QT no se ajusten exactamente, dado que QT es sensible a las variaciones de  $h'$  mientras que  $G'(h)$ , como lo hemos calculado, depende de  $h_p$ . Hemos prescindido de tres noches por no disponer de suficientes valores de  $h_p$  para realizar el estudio. Las concentraciones de oxígeno y nitrógeno molecular las hemos obtenido de las tablas 3.4 y 3.5, para los  $h_p$  y  $T_\infty$  correspondientes al valor buscado. Las constantes que figuran en (1.43), (4.9) y (4.10) las hemos elegido como sigue: para R utilizamos el valor de Brown y col. (1972); para S, el dado por Sipler y col. (1972), que tiene en cuenta también al oxígeno molecular como agente de desactivación del  $O(^1D)$ , y para  $\gamma_1$  hemos tomado el valor de la publicación "DNA Reaction Rate Handbook" (1972), valores todos ellos que figuran en la tabla 1.1.

En las figuras 4.12 a 4.21 vienen representadas las variaciones de  $G(h)$ ,  $G'(h)$  y  $V(h)$  en las horas post-crepusculares de los días mencionados. A la derecha se han incluido las curvas QR y QT, añadiendo una tercera, designada por ATr, obtenida de aplicar  $V(h)$  a la curva QT. Puesto que  $V(h)$  no puede consi

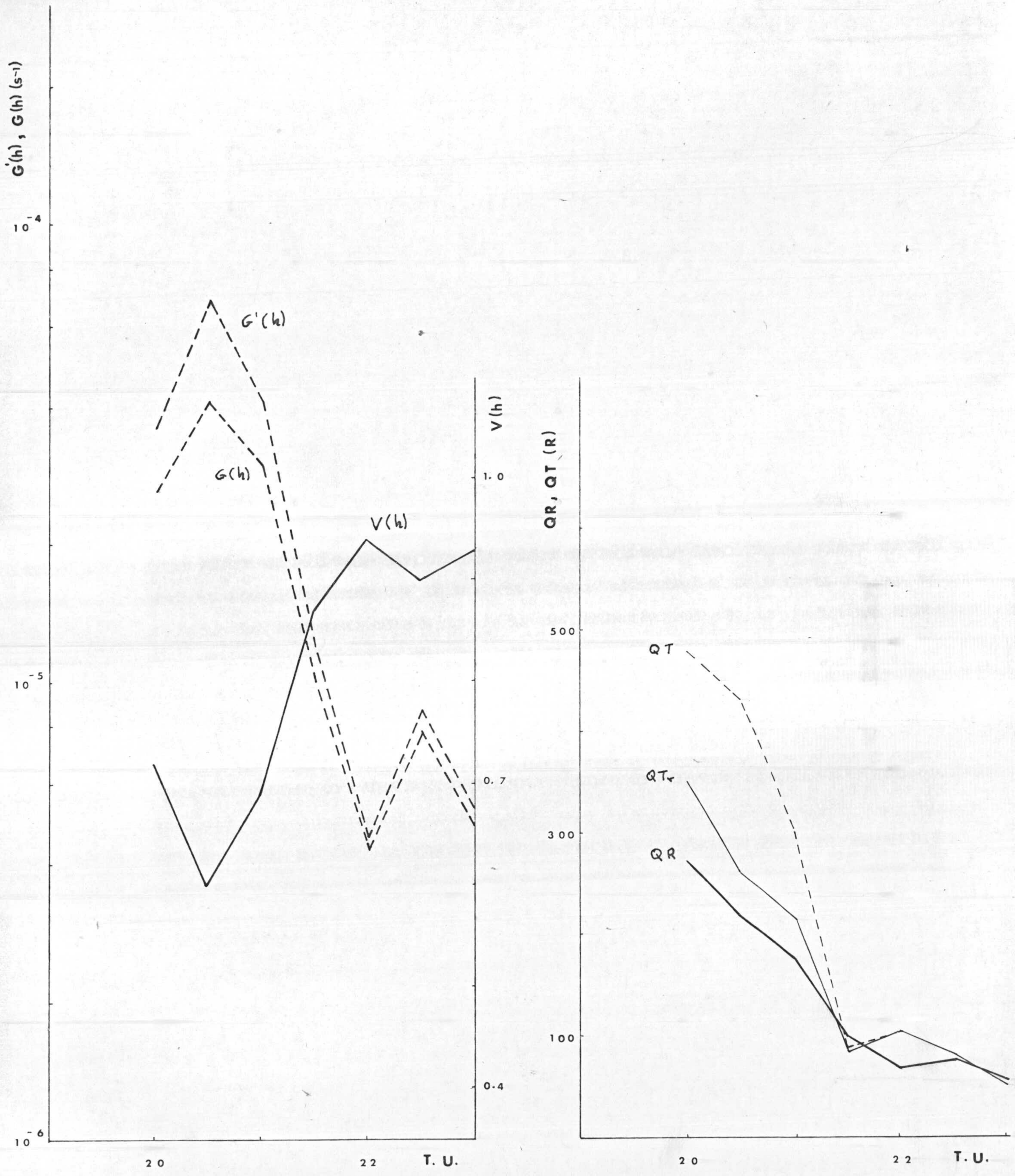




30-1-70

FIG. 4.12

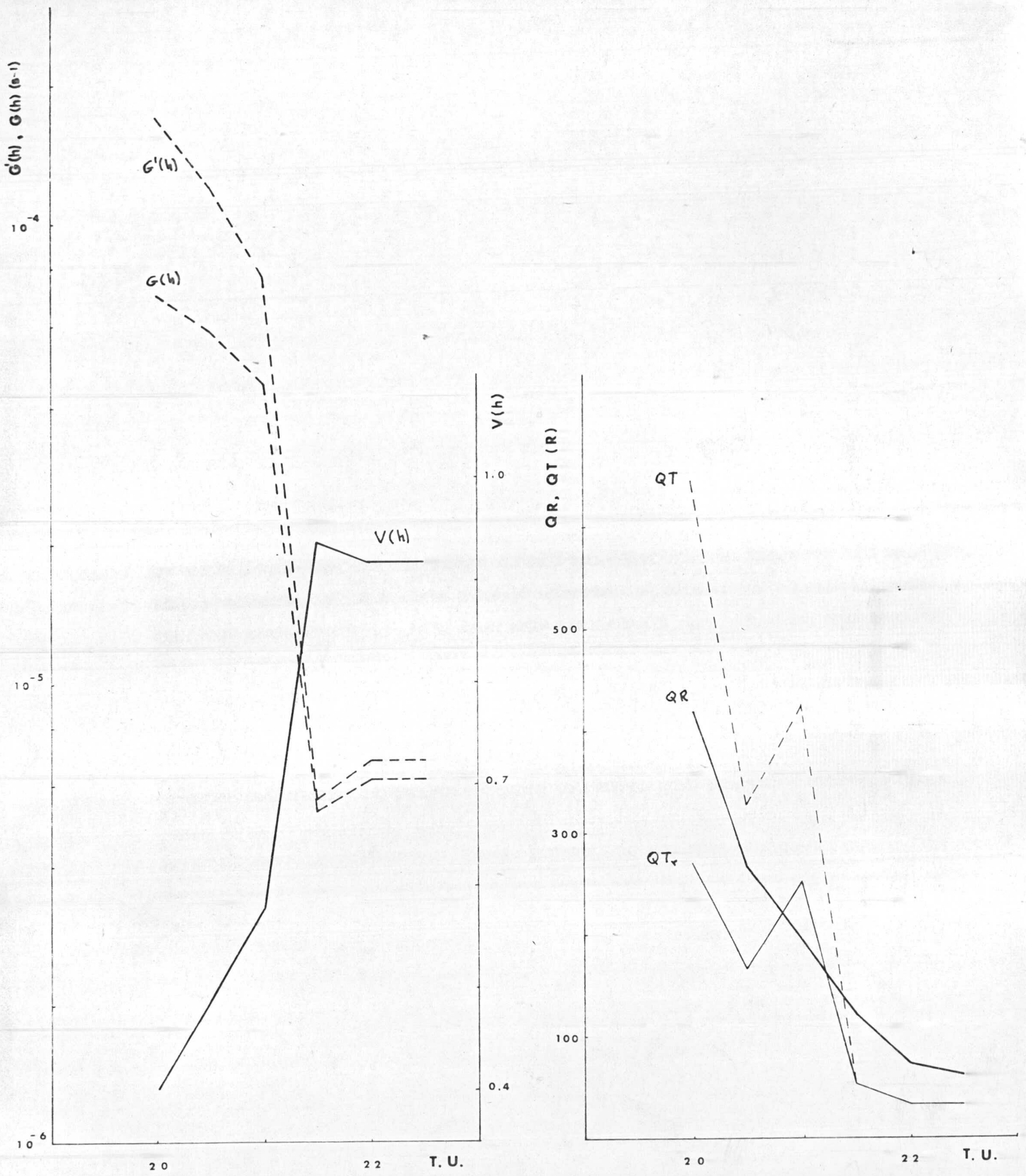




4 - IV - 70

FIG. 4.133

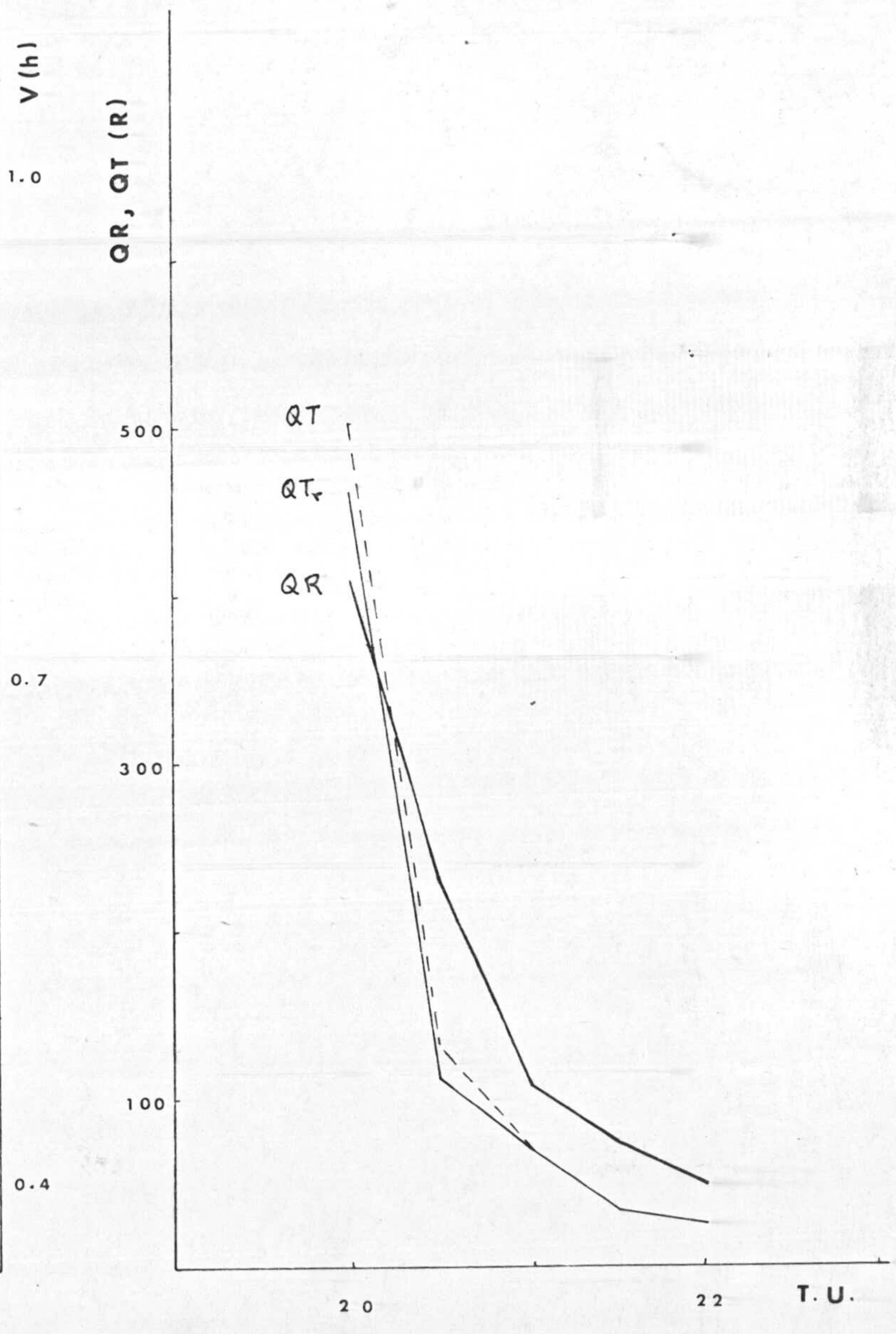
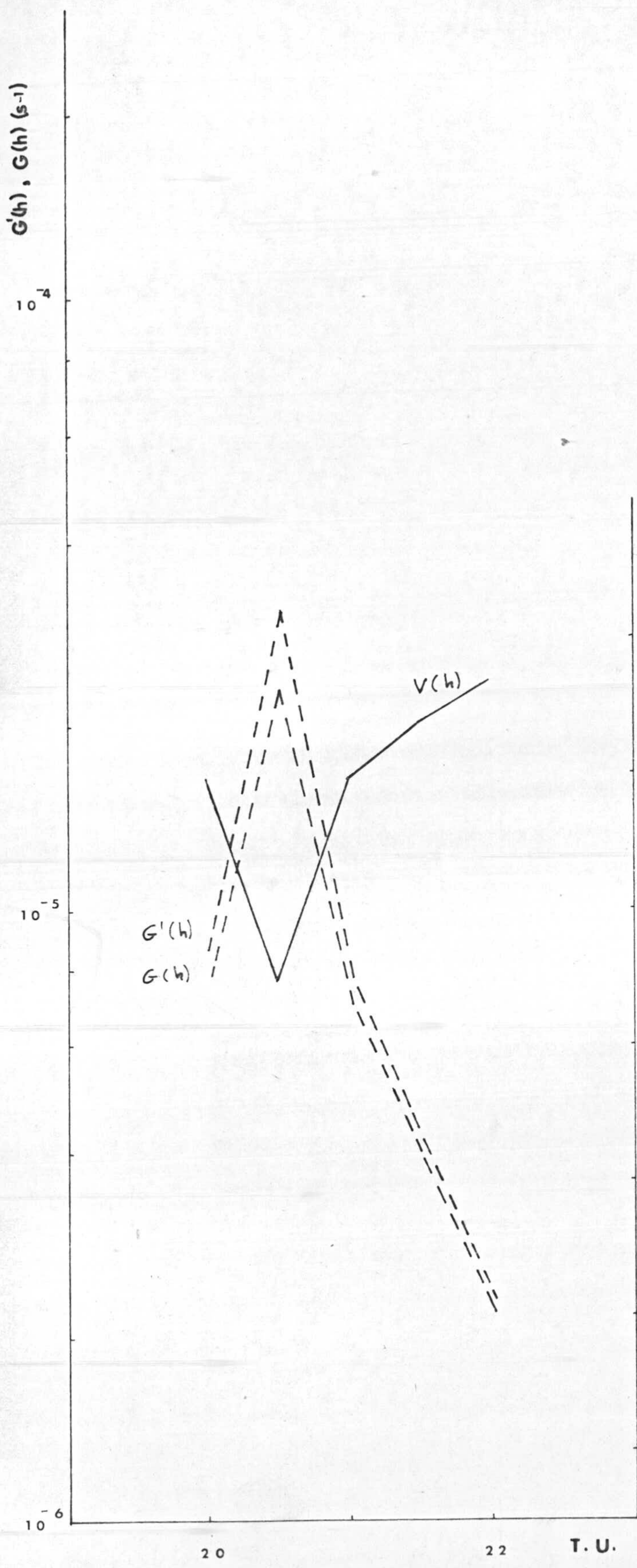




24-IV-70

FIG. 4.14

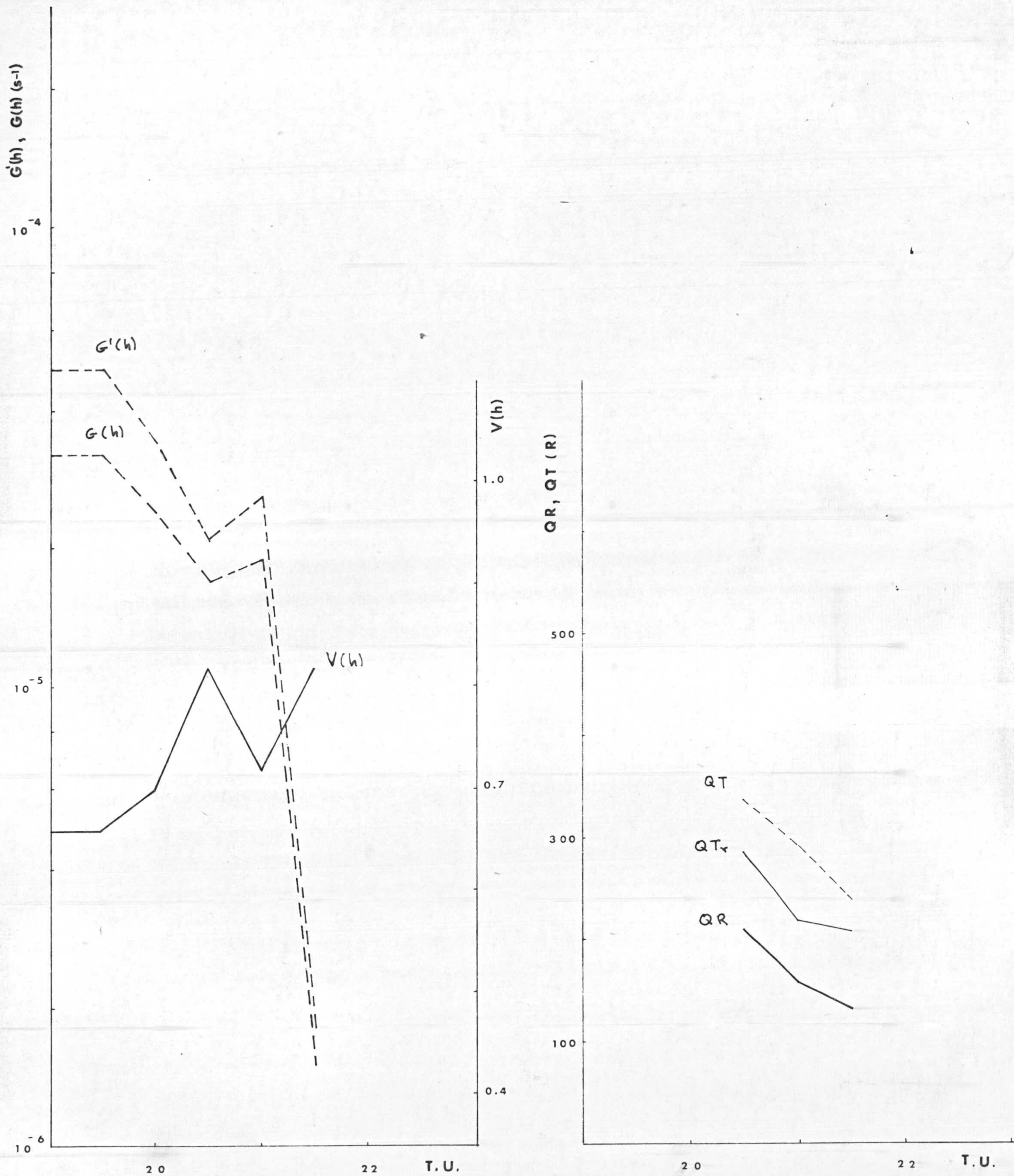




25-IV-70

FIG. 4.15

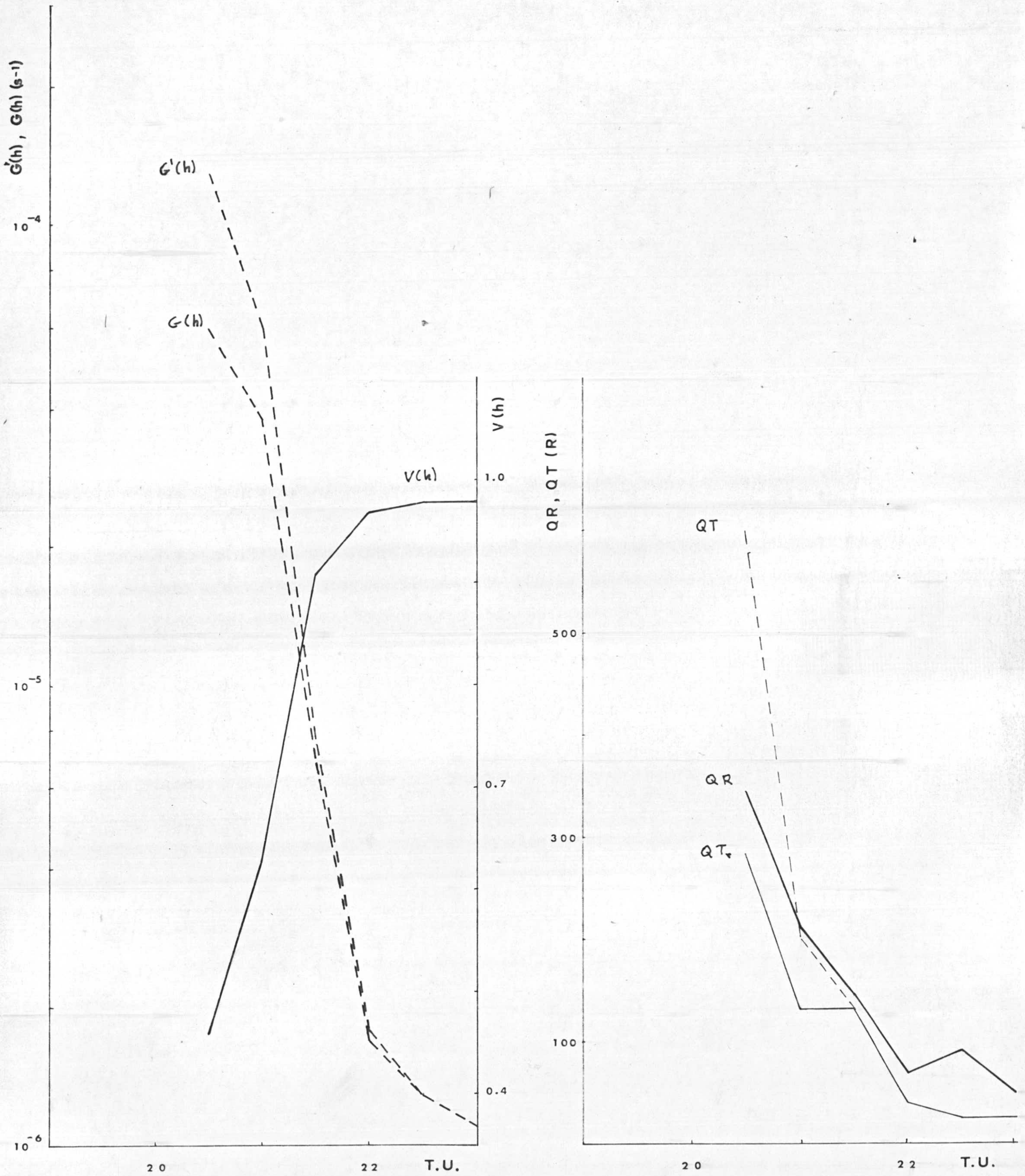




13-VIII-70

FIG. 4.16

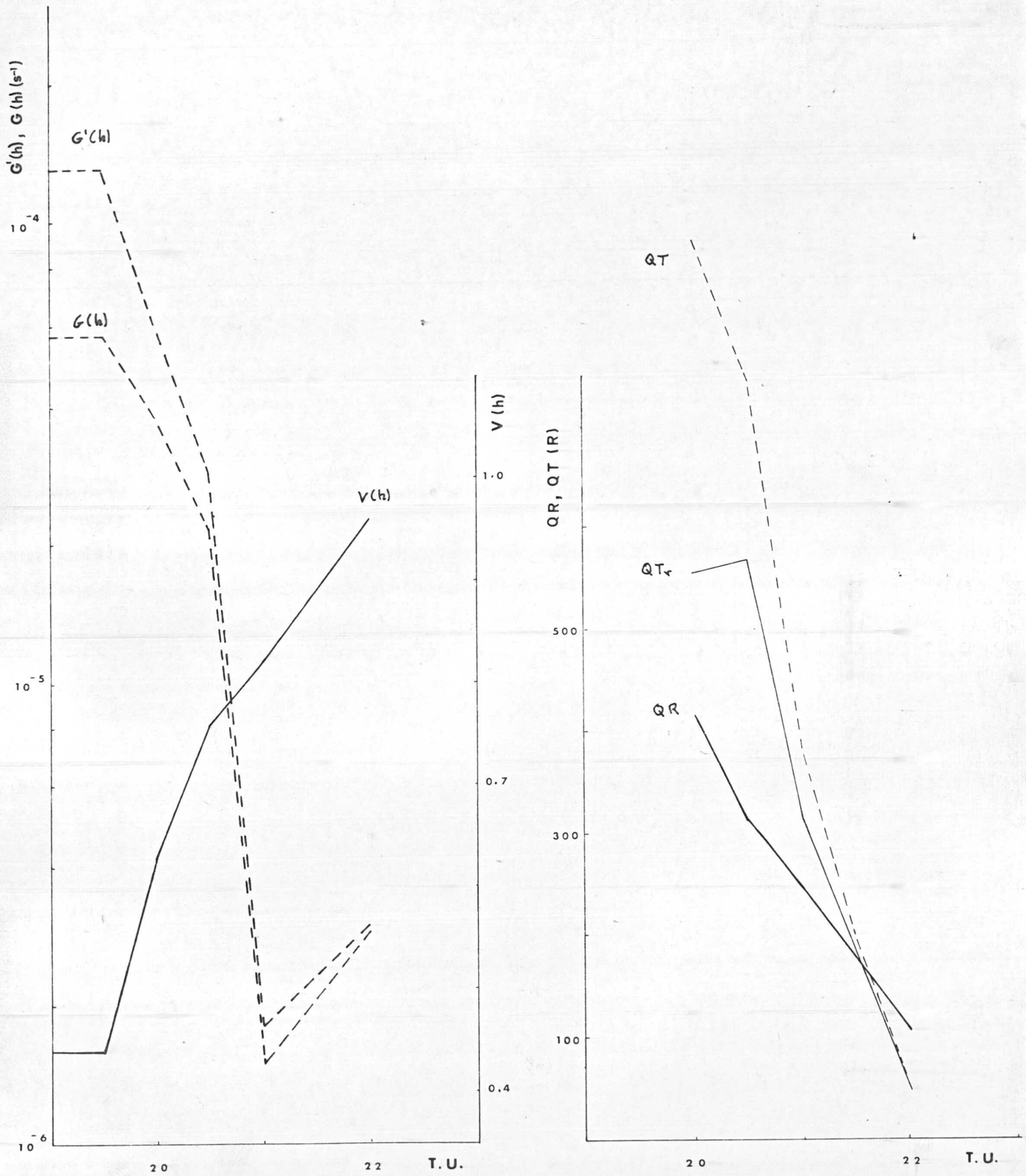




29 - VIII - 70

FIG. 4.17

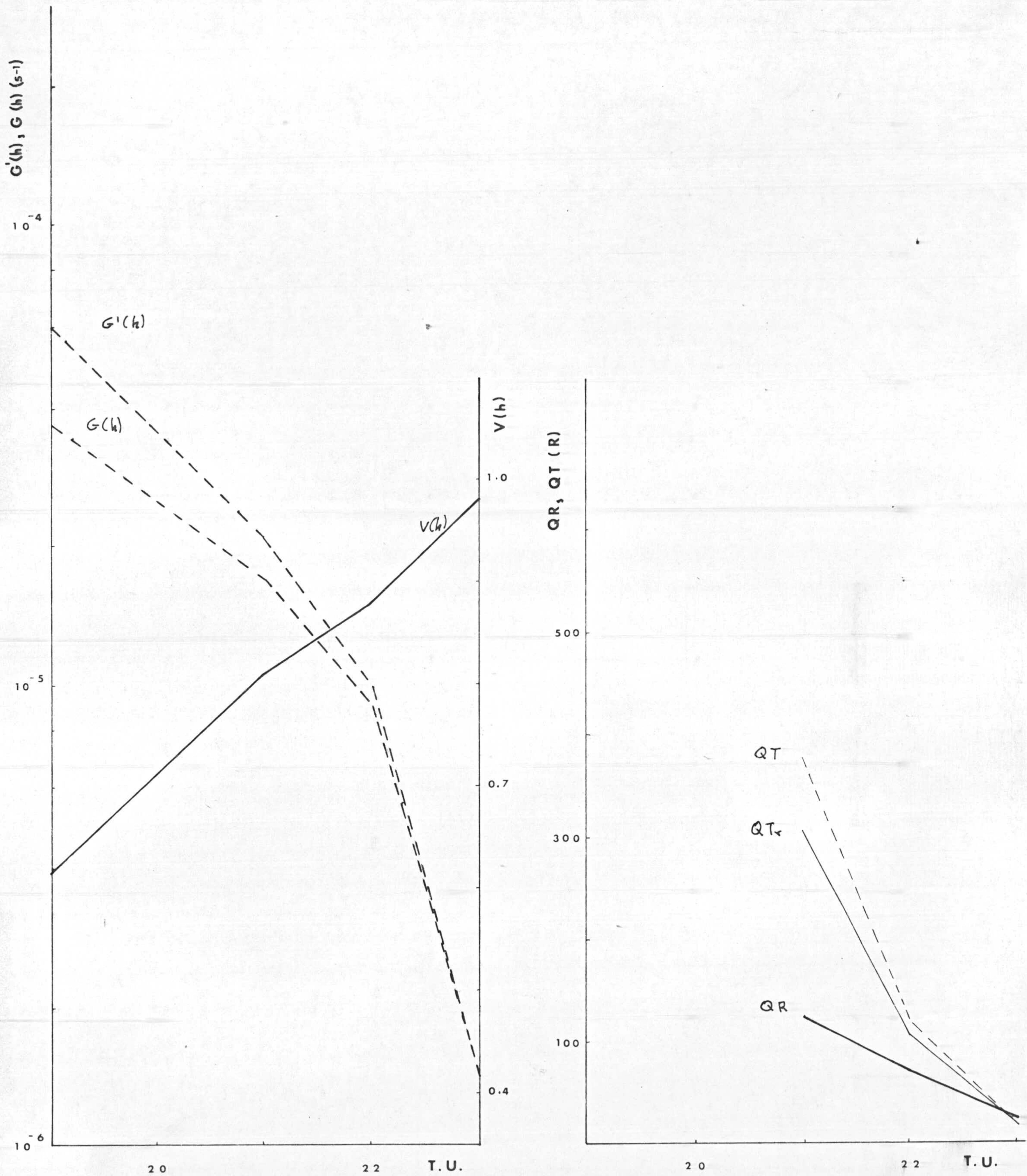




8 - 70

FIG. 4. 136

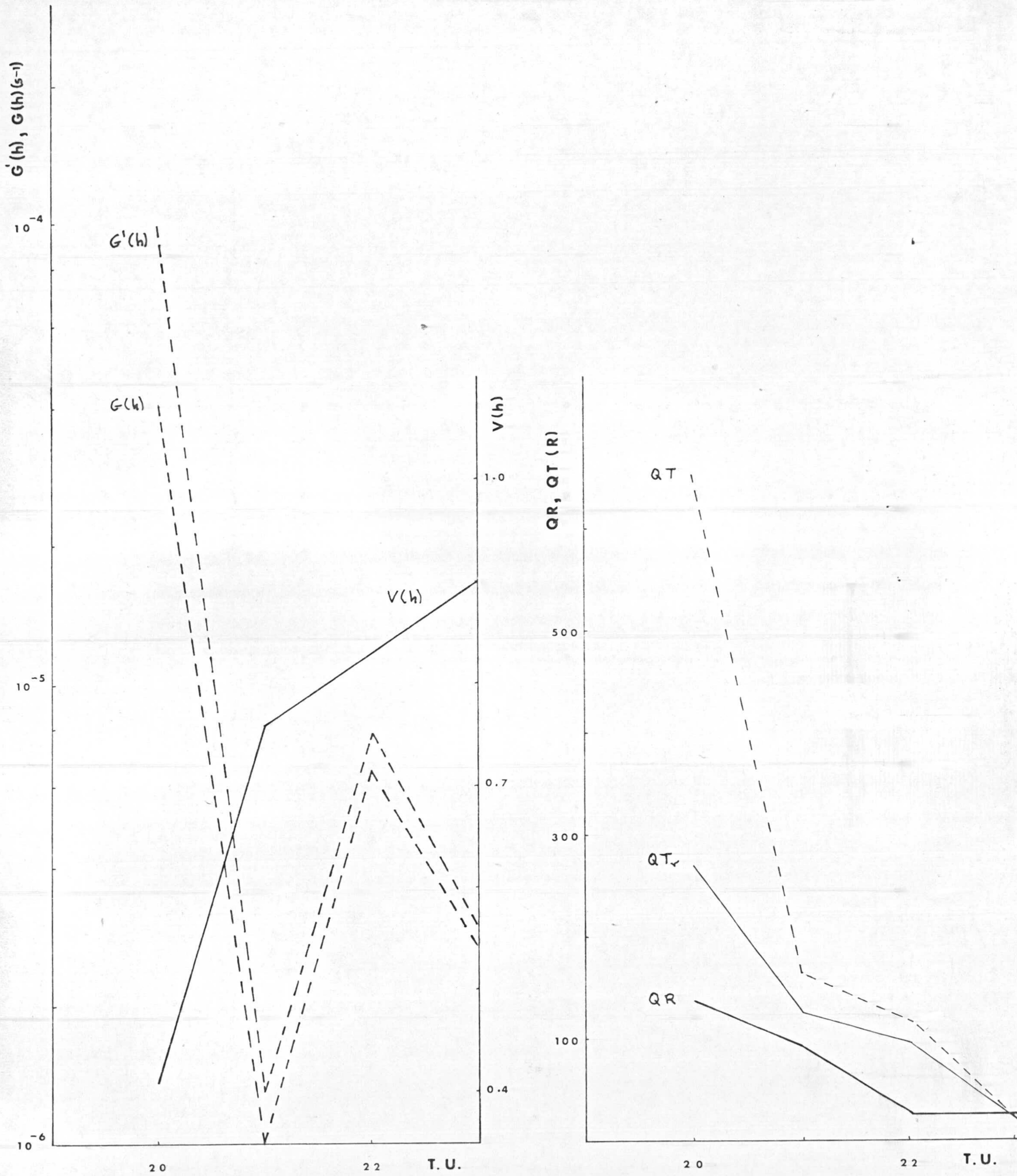




16 - ☒ - 70

FIG. 4.19

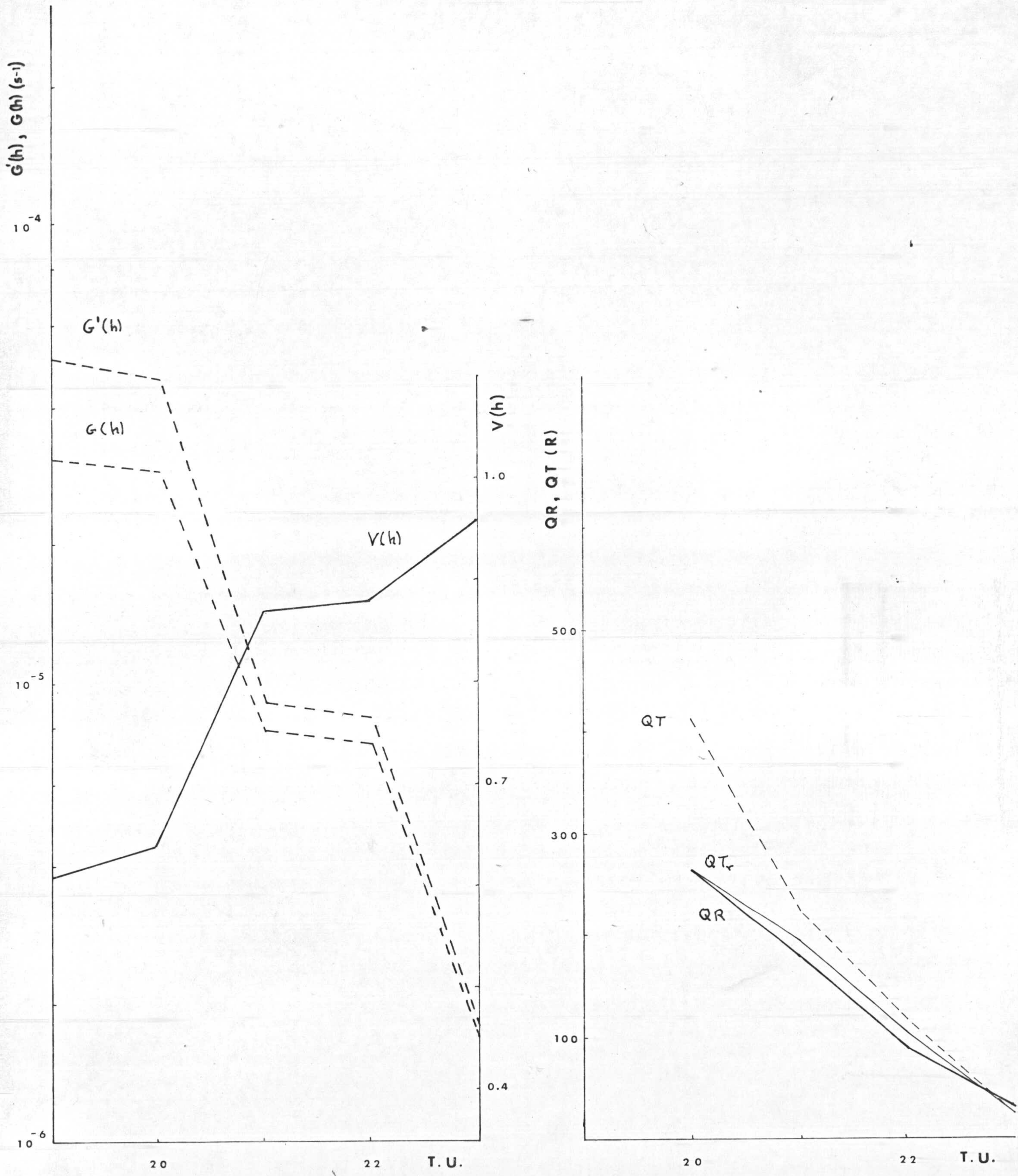




17-~~18~~-70

FIG. 4.20





19-IX-70

F C 5

FIG. 4.21



derarse como factor de reducción aplicable directamente a la curva teórica, ya que éste vendría dado a través de una integral, QTr no quiere indicar la intensidad que obtendríamos con el modelo de Barbier, teniendo en cuenta la desactivación, si no que nos da una idea de la influencia de la misma, es decir, lo que nos representa la curva  $V(h)$  trasladada a la intensidad de emisión, En el gráfico de la derecha se han representado - las curvas de intensidad a partir del comienzo del post-crepusculo, que como ya indicamos, lo situamos en la hora en que la depresión solar local es de  $17^{\circ},5$ .

En las figuras mencionadas son de señalar varias características. En primer lugar, se observa en todos los días un descenso brusco y notable de  $G(h)$  y  $G'(h)$ , debido principalmente al aumento de  $h_p$ , como consecuencia de la elevación de la capa - F 2 por los vientos ionosféricos, que en la mayoría de los días concuerda bastante bien con la disminución de QR. Como este descenso de la curva de intensidad real frecuentemente no va acompañado por una disminución paralela de la concentración electrónica, como puede observarse en las gráficas de  $f_oF_2$  (apartado 3.7), podemos afirmar que la disminución post-crepuscular de la intensidad en 6300 A se debe no sólo a la disminución en la concentración de electrones, sino fundamentalmente a la elevación de la capa F 2 que origina una reducción en el número de fotones emitidos por segundo, como consecuencia de la disminución en la producción de  $O(^1D)$ .

En segundo lugar, hasta las 21.00 h se suele mantener normalmente una diferencia apreciable entre los valores de  $G'(h)$  y



$G(h)$ , dado que es cuando la capa F 2 se encuentra más baja y cuando mayor es la temperatura exosférica y, por consiguiente, mayor es la temperatura de la atmósfera en las alturas en que se produce la emisión. Estas dos circunstancias, baja altura y alta temperatura, determinan una elevada concentración de  $O_2$  y  $N_2$  en el intervalo de alturas considerado y, en consecuencia, una desactivación importante, con la consiguiente reducción en el número de fotones emitidos por segundo.

Por último, y como consecuencia de lo anteriormente dicho, se puede indicar la variación de  $V(h)$  de un modo general: comienza con valores bajos, entre 0.4 y 0.6, para de un modo brusco alcanzar cotas de 0.8 ó 0.9 alrededor de las 21.00 h, para de terminar ( a las 23.00 h ) con un aumento suave. La sobrevaloración de la intensidad que en el modelo de Barbier implica la ausencia de desactivación por choque es muy notable en la primera o dos primeras horas del post-crepúsculo, para reducirse rápidamente de manera acusada y terminar por ser prácticamente nula al final de las horas que estamos considerando. Esto lleva a que mientras  $Q_{Tr}$  normalmente representa una notable reducción respecto de  $Q_T$  en las primeras horas, en la segunda parte del post-crepúsculo, cuando la intensidad es reducida, ambas curvas prácticamente coinciden.

De las veintitrés noches que hemos considerado como manifestación típica de la emisión post-crepuscular, en diez coincidían las curvas  $Q_T$  y  $Q_R$ , y en trece  $Q_T$  era superior a  $Q_R$ , es decir, que según lo visto, en trece se produce una sobrevaloración de la intensidad, mientras que en diez la sobrevaloración no es importante. Una idea de lo que ocurre nos la proporciona el día 25-IV-70 (figura 4.15) en el que la diferencia de intensi



dad entre QT y QR fué pequeña y QTr varía poco de QT, como consecuencia de tener V(h) valores altos, es decir, G'(h) y G(h) son muy próximos. Como en la determinación de G'(h) y G(h), y consecuencia de V(h), influyen la altura de la capa F 2 y la temperatura atmosférica, en la importancia de la sobrevaloración del modelo de Barbier intervienen ambos factores íntimamente relacionados, de tal modo que poca altura y alta temperatura determinan gran sobrevaloración de intensidad, mientras que alturas elevadas y temperaturas bajas originan una sobrevaloración pequeña o despreciable. Por tanto no es la altura o la temperatura de manera aislada la que determinan la desviación de la curva teórica, sino el cociente T/h, que cuanto mayor sea, en general, mayor desactivación y sobrevaloración implicará. Hemos tomado veintidós días en que QR presentaba un decrecimiento aproximadamente exponencial, y para una hora dada, dentro de la disminución más acusada de intensidad (entre las 20.00 y 21.00 h) según el día ) hemos calculado el cociente  $T_{270}/h'$  entre la temperatura atmosférica a 270 Km de altura, y la altura virtual ( no disponíamos de  $h_p$  para todas las horas) a la hora considerada. Este cociente lo hemos relacionado con la característica  $QR = QT$  o  $QR < QT$ , en la hora elegida (la mitad de días con igual y la otra mitad con menos, y con ello hemos construido el gráfico acumulativo de la figura 4.22. En abscisas figura el cociente  $T_{270}/h'$ , en ordenadas el porcentaje de los días respecto del total (22) en que  $QR < QT$  con un valor de  $T_{270}/h'$  mayor o igual al punto de abscisa dado, y bajo la curva el porcentaje de los días en que  $QR < QT$  tenían un valor mayor o igual al dado de  $T_{270}/h'$  respecto del total de días en que  $QR < QT$  (11).

Como puede observarse de la figura 4.22, cuanto mayor es  $T_{270}/h'$  mayor es el porcentaje de días que corresponden a  $QR < QT$ , es decir, mayor es el porcentaje de días que presentan sobreva



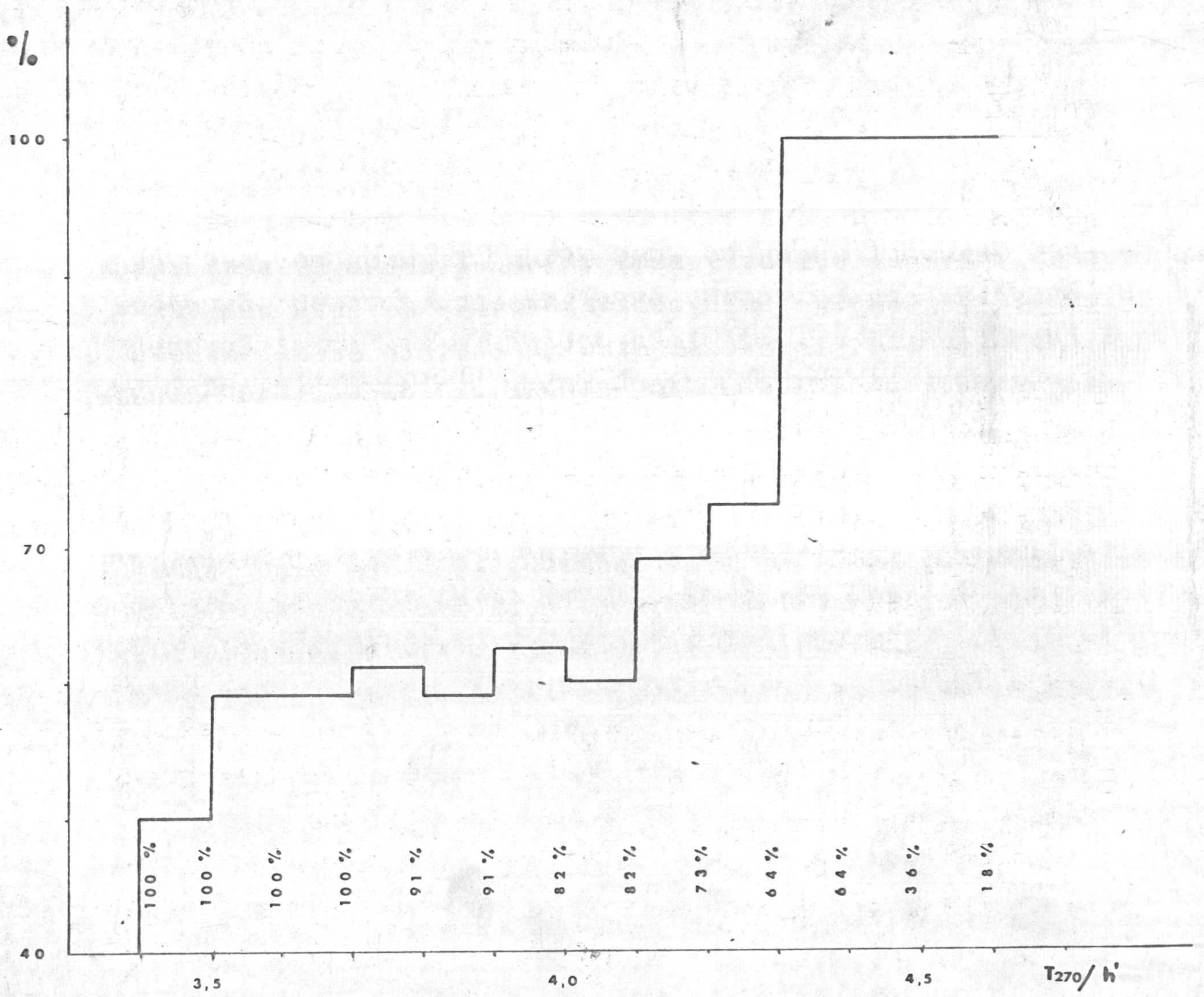


FIG. 4.22



loración de la emisión teórica respecto de la real. Para  $T_{270}/h' \geq 4.1$ , tenemos que casi el 70% de los días corresponden a  $QR < QT$ , presentando este valor o mayor el 82% de los días en que hay sobrevaloración en QT. Para  $T_{270}/h' \geq 4.3$  se presenta una variación clara: todos los días con  $T_{270}/h' \geq 4.3$  presentan sobrevaloración en QT, representando éstos el 64% del total de los días en que  $QR < QT$ .

#### 4.3.3.- Variación de $V(h)$ a lo largo de la noche.

Estudiado el post-crepúsculo, era interesante ver la influencia de la desactivación en el resto de la noche. Para ello, en la figura 4.23 se recoge la variación de  $V(h)$  en cuatro días de distintos meses, en los cuales disponíamos de valores de  $h_p$  en todas las horas de la noche, y la curva de emisión real no presentaba un comportamiento demasiado irregular. Al comparar las cuatro curvas inmediatamente aparece la semejanza de los tres primeros días y la desviación, al final de la noche, en el día 6-X-70. Al observar QR y QT en este día se observa que existe un aumento paralelo de ambas, como consecuencia de un descenso acusado de la capa F 2, que habría que atribuirlo a la presencia de un arco tropical. Considerando esta circunstancia, la variación temporal de  $V(h)$  es clara; parte de valores generalmente bajos, se eleva rápidamente hacia las 21.00 h y se mantiene por encima de 0.9 hasta el pre-crepúsculo, es decir, hacia las 3.00 h, en que disminuye suavemente, en ausencia de rápidos descensos de la capa F 2, pero sin alcanzar los valores de las primeras horas. Es importante esta circunstancia dado que al final de la noche la capa experimenta un descenso como consecuencia de la acción de vientos ionosféricos, y simultáneamente, a partir de las 3.00 h aumenta la temperatura, como queda reflejado en la figura 4.11. No obs



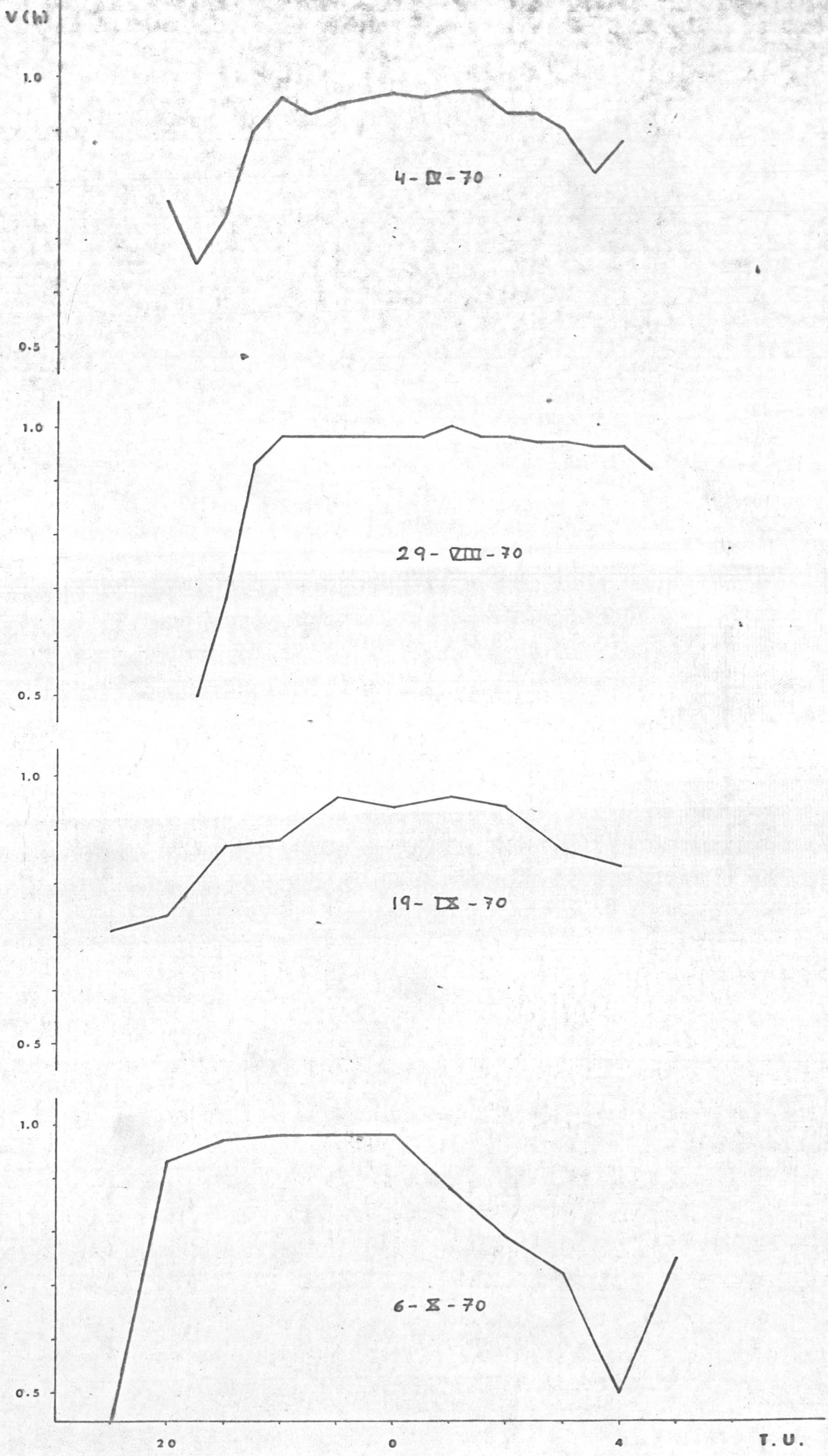


FIG. 4. 23



tante, ni la capa F 2 alcanza niveles tan bajos, ni la temperatura se eleva tanto como al principio de la noche. En consecuencia, la desactivación y, por tanto, la sobrevaloración del modelo de Barbier es, en general, poco importante en las horas precrepusculares del amanecer.

Las variaciones de  $V(h)$  en las noches estudiadas permiten afirmar que en la zona central de la noche, es decir, en el intervalo comprendido entre las 22.00 y las 3.00 h T.U. los valores de  $G'(h)$  y  $G(h)$  son en general, muy próximos, alcanzando  $V(h)$  valores cercanos a la unidad. Este máximo central de  $V(h)$  indica que es en la media noche donde menor influencia tiene la desactivación por choque, siendo prácticamente nula, como consecuencia de alcanzar la capa F 2 las alturas más elevadas y producirse el mínimo de temperatura ionosférica. Esto viene a decir que es en la zona central de la noche donde el modelo de Barbier mejor da cuenta de la emisión real. Dado que, como indicamos en 3.4.1., los valores de la constante A, de dicha expresión, lo obtuvimos utilizando los datos de estas horas centrales, esto quiere decir que para la determinación de la constante A hemos utilizado la zona donde mayor validez tiene el modelo de Barbier, no sólo por no existir la presencia sistemática de fenómenos diferentes a la emisión nocturna, sino porque la influencia de desactivación puede considerarse poco significativa.



## NOTA

Para determinar si las diferencias entre las intensidades real y teórica son significativas, hemos aplicado el método de contraste de hipótesis mediante la prueba de la t de Student. Para ello se define el estadístico  $t = \bar{d}_i / S_d^-$ , donde  $\bar{d}_i = \overline{QT} - \overline{QR}$ , y  $S_d^- = S_d / \sqrt{n}$ , siendo  $S_d$  la desviación típica de los  $d_i = QT_i - QR_i$ , y  $n$  el tamaño de la muestra.

Con los valores del post-crepúsculo obtenemos  $t = 3.24$ .

Elegimos como hipótesis nula,  $H_0$ ,  $QT \geq QR$ , siendo la hipótesis alternativa,  $H_a$ ,  $QT < QR$ , lo que corresponde a un tratamiento unilateral. Para un nivel de significación de  $\alpha = 0.05$  y para  $n = 23$ , correspondiente a nuestra muestra, se obtiene  $t_{0.05,22} = 1.72$ , es decir,  $t > t_{0.05,22}$ , por lo que admitimos la hipótesis nula, con una región de aceptación de  $(-1.72, \infty)$ .



#### 4.4. EMISION PRE - CREPUSCULAR

Se llama pre-crepuscular la emisión de  $6300 \text{ \AA}$  antes de la salida del Sol en la región F 2. Con el nombre de "Pre-dawn enhancement", castellanizado por Quintana (1974) como efecto pre-alboreal, se designa un aumento de intensidad en la emisión pre-crepuscular que aparece en el invierno ( cuando el amanecer en el PMC es anterior al amanecer local) y que puede observarse como un frente de emisión moviéndose en dirección Norte-Sur con velocidades variables que oscilan entre 540 Km/h, al comienzo de su aparición, hasta unos 1500 Km/h en su fase final ( Barbier, 1961). El primero en identificar este efecto fue Barbier (1959) quien supuso que era debido a la acción de partículas extraterrestres. Hanson (1963), por otra parte, observó que el incremento en la intensidad de emisión iba acompañado por aumento en la temperatura electrónica de la ionosfera, y propuso como causa la acción de los fotoelectrones procedentes del punto magnéticamente conjugado al incidir sobre la ionosfera local, después de viajar a lo largo de las líneas de campo magnético. Asociando ambos efectos: el aumento de intensidad y de temperatura electrónica, Cole (1965) supuso que el flujo de fotoelectrones conjugados transfiere su energía a los electrones ionosféricos, mediante choques, originando un aumento de temperatura. Los electrones de la ionosfera, ahora más energéticos, dan lugar a estados  $1_D$ , en sus choques con el oxígeno atómico. Estudios posteriores de la variación de temperatura (Carlson, 1966; Duboin y col, 1968; Fontheim y col, 1968; Cogger y col. 1969) estimaron que ésta no podía dar cuenta de los aumentos de intensidad observados, por lo que se propuso el mecanismo de excitación directa. Sin embargo, este mecanismo planteaba un problema adicional, puesto que la excitación directa podría dar lugar a estados  $1_S$ , con el siguiente aumento de la emisión en  $5577 \text{ \AA}$ . Ahora bien, dado que esta emisión procede en su mayor parte de la región E, los aumentos de intensidad en  $5577 \text{ \AA}$  podrían



ser observables únicamente cuando la emisión procedente de la baja ionosfera no alcanzase valores elevados. Fishkova y col (1972) parecen haber observado un pequeño aumento de intensidad en esta longitud de onda, sin que pueda darse este resultado como definitivo.

A los ya mencionados, se sumaron una serie de trabajos (Carlson y Col, 1967; Bukin y col. (1968); Okuda y col, 1969; Torr, 1969; Carman y col. 1969; Noxen y col, 1970; Wickwar y col, 1972; etc) que apoyaban la hipótesis de los fotoelectrones conjugados y estudiaban los parámetros geofísicos que los controlan. Pronto, sin embargo, se puso en duda la efectividad de tal mecanismo. Nichol, (1970) observa aumentos de intensidad durante la media noche en el verano, y justifica éstos con el mismo mecanismo que supone para el efecto "pre-dawn": la recombinación disociativa. Schaeffer (1971) justifica el aumento de emisión por un descenso de ionosfera durante la salida del Sol en el PMC. Saxena (1972), analizando los datos de cuatro estaciones, encuentra que, en general, el comienzo de los aumentos de intensidad es anterior a la salida del Sol a 1000 Km de altura en el PMC. Carlson (1972), por último, admite también, como posible origen de los aumentos de intensidad, la existencia de variaciones en la velocidad de reacción y de transporte independientes del punto magnéticamente conjugado. Para perturbaciones de duración superior a una hora admite dos causas distintas: a) Descensos de la ionosfera en latitudes medias, que originarían aumentos de intensidad con un tiempo de comienzo muy variable para una misma estación, del orden de varias horas de noche a noche. Para una latitud magnética de  $30^\circ$ , la hora media de comienzo es alrededor de la media noche. Como según Nelson y col (1971) esta hora media aumenta una hora cada seis grados de latitud, según nos movemos hacia el polo, en nuestra estación se situaría entre la 1.30 y las 2.00 h T.L. Según Harper (1971) el origen de los descensos sería perturba-



ciones de los vientos ionosféricos. b) Presencia de T.I.D. - ("Traveling Ionospheric Disturbance) que aparecen, generalmente al comienzo de tormentas magnéticas, y que darían lugar a oscilaciones horizontales de iones y electrones, con una componente según la dirección del campo magnético que originaría un movimiento alternativamente ascendente y descendente del plasma.

Dado que el problema no parece estar resuelto, en absoluto, y que la aparición de aumentos en el pre-crepúsculo es muy frecuente en nuestras observaciones, hemos realizado su estudio sin restricción a la época invernal, es decir, hemos considerado todo el año.

#### 4.4.1.- Características observadas.

El comienzo de la emisión pre-crepuscular se sitúa hacia las 3.00 h en el verano y 3.45 h T.U. en el invierno, hora en que normalmente, como a continuación veremos, se produce un aumento de intensidad en la emisión real. El final lo situamos a la hora en que la depresión solar local es de  $17^{\circ}, 5$ , que, según dijimos en el capítulo anterior, corresponde a una altura real de 426 Km. Según puede observarse en la variación mensual de  $h'F2$  ( punto 3.6 ), al final de la noche hay un descenso de altura de la capa, por lo que el final de la emisión pre-crepuscular se puede prolongar hasta la hora en que  $\alpha = 12^{\circ}, 4$  si bien se deben analizar las condiciones de cada día en particular pa



ra evitar incluir la emisión crepuscular. No obstante, hemos preferido tomar un límite común para todos los días que evitase el riesgo de considerar como emisión pre-crepuscular la debida a la incidencia de la radiación solar en la región F 2.

La clasificación que se ha realizado es parecida a la del post-crepúsculo. Para ello hemos prescindido, también en este caso, de los días que figuran en la tabla 4.1 con el fin de eliminar los días en que es posible la presencia de Arco M y, simultáneamente, hemos prescindido de la posible aparición de las T.I.D. al no considerar días de alta actividad geomagnética. Así, contamos con 81 noches en que es factible el estudio de la emisión pre-crepuscular, sin tener en cuenta los días 18-II-70 y -- 24-VI-70, el primero por presentar las curvas QR y QT un desplazamiento extraño, y el segundo por aparecer unas intensidades de 500 R francamente anormales. Estos 81 días están agrupados en dos periodos: el periodo I ( tabla 4.4 ) que abarca desde mediados de septiembre hasta mediado de marzo, periodo en el cual el amanecer en el punto magnéticamente conjugado es anterior al amanecer local; y el periodo II (tabla 4.5) correspondiente al resto del año y en el que se invierte la situación anterior. En el grupo A se incluyen los días en que hay aumento de la curva de emisión real, y en el B los días en que no se observa este aumento. Los grupos A' y B' son los grupos A y B para la curva teórica. Al final de ambas tablas se indica el número de días y porcentajes de cada una de las características.



T A B L A 4.4

<u>fecha</u>	<u>-A</u>	<u>B</u>	<u>A'</u>	<u>B'</u>	<u>QR &gt; QT</u>	<u>QR=QT</u>	<u>QR &lt; QT</u>
16-I-70	X		X		X		
18-I-70	X			X	X		
26-I-70	X		X		X		
28-I-70	X		X				X
30-I-70	X		X		X		
1-II-70	X		X			X	
9-II-70	X		X			X	
10-II-70	X		X		X		
11-II-70	X		X		X		
12-II-70	X		X		X		
14-II-70	X		X		X		
15-II-70	X		X		X		
16-II-70	X		X		X		
17-II-70	X			X	X		
16-IX-70	X			X	X		
17-IX-70	X			X	X		
18-IX-70	X		X			X	
19-IX-70	X			X	X		
23-IX-70	X		X		X		
24-IX-70	X			X	X		
1-X-70	X		X		X		
2-X-70	X		X			X	
6-X-70	X		X			X	
12-X-70	X			X	X		
20-X-70	X			X	X		
21-X-70		X		X		X	
25-X-70	X		X		X		
30-X-70	X			X	X		
31-X-70	X		X				X
1-XI-70	X		X				X
2-XI-70	X			X	X		



T A B L A 4.4. (Continuación)

<u>fecha</u>	<u>A</u>	<u>B</u>	<u>A'</u>	<u>B'</u>	<u>QR &gt; QT</u>	<u>QR = QT</u>	<u>QR &lt; QT</u>
3-XI-70	X		X		X		
4-XI-70	X		X				X
2-XII-70	X		X			X	
3-XII-70	X		X			X	
4-XII-70	X		X		X		
1-I-71	X		X			X	
5-I-71	X		X			X	
25-I-71	X		X		X		
1-II-71	X			X	X		
1-III-71	X		X				X
2-III-71	X		X				X
3-III-71		X		X		X	
4-III-71		X		X		X	
<u>44</u>	<u>41</u>	<u>3</u>	<u>30</u>	<u>14</u>	<u>26</u>	<u>12</u>	<u>6</u>
	93.2%	6.8%	68.2%	31.8%	59.1%	27.3%	13.6%

Las características que nos indica la tabla correspondiente al periodo I, como hemos indicado, son: a) El alto porcentaje del grupo A ( 93.2%) señala que el aumento de emisión en QR se produce casi en la totalidad de los días de este periodo. b) En un 86.4% de las noches, la intensidad real es igual o superior a la teórica, predominando el segundo caso. c) Comparando los grupos A y A' resulta que en un 25% de los días existe aumento de la intensidad real pero no de la teórica. Por otra parte, de la observación de estas noches podemos descartar los descensos de la capa F 2 originados por variaciones irregulares del sistema de vientos, según Harper (1971), como causa de los aumentos de intensidad. Por un lado, la hora media de comienzo de los aumentos se sitúa alrededor de las 3.45 h T.U, cuando según Nelson y col. (1971) era de es



perar una hora bastante más temprana, como ya indicamos. (Nuestro tiempo local implica un retraso de 14 minutos respecto del T.U.) Por otro lado, la hora de comienzo es muy regular en todos los días, situándose entre las 3.30 y las 4.30 h T.U.



T A B L A 4.5

<u>fecha</u>	<u>A</u>	<u>B</u>	<u>A'</u>	<u>B'</u>	<u>QR &gt; QT</u>	<u>QR = QT</u>	<u>QR &lt; QT</u>
4-IV-70	X		X			X	
10-IV-70	X		X			X	
11-IV-70	X			X	X		
12-IV-70	X		X		X		
13-IV-70	X		X		X		
14-IV-70	X		X			X	
15-IV-70	X		X		X		
18-IV-70	X		X		X		
24-IV-70	X		X			X	
25-IV-70	X		X		X		
30-IV-70	X		X		X		
5-V-70	X		X			X	
7-V-70	X		X				X
9-V-70		X		X		X	
30-V-70	X			X	X		
3-VI-70	X		X		X		
5-VI-70	X		X			X	
9-VI-70	X			X	X		
11-VI-70		X		X		X	
12-VI-70	X		X			X	
15-VI-70	X		X			X	
16-VI-70	X		X			X	
4-VII-70	X		X			X	
12-VII-70	X		X			X	
20-VII-70	X		X			X	
23-VII-70	X			X	X		
1-VIII-70		X		X		X	
3-VIII-70	X		X			X	
10-VIII-70		X		X		X	
11-VIII-70		X		X		X	
12-VIII-70	X		X				X



T A B L A 4.5

<u>fecha</u>	<u>A</u>	<u>B</u>	<u>A'</u>	<u>B'</u>	<u>QR &gt; QT</u>	<u>QR = QT</u>	<u>QR &lt; QT</u>
29-VIII-70	X			X	X		
3-IX-70	X		X				X
6-IX-70		X		X		X	
7-IX-70	X		X				X
8-IX-70	X		X			X	
9-IX-70	X			X	X		
<u>37</u>	<u>-31</u>	<u>6</u>	<u>25</u>	<u>12</u>	<u>13</u>	<u>20</u>	<u>4</u>
	83,8%	16,2%	67,6%	32,4%	35,1%	54,1%	10,8%



En esta segunda tabla (4.5) correspondiente al período II, las características a señalar son: a) El número de días del grupo A implica un porcentaje menor (83.8%) respecto del de la tabla 4.4, indicando, no obstante, la gran frecuencia de aparición de los aumentos de intensidad real. b) En un 89.2% de las noches - la intensidad real es igual o superior a la teórica, predominando el primer caso. c) Comparando A y A', en un 16.2% de los días hay aumento de QR pero no de QT.

De las dos tablas conjuntas, es decir, de la emisión pre-crepuscular en todo el año, podemos señalar: a) En un 88.9% de los días la emisión real sufrió aumentos de intensidad al final de la noche, lo cual indica el comportamiento normal en todas las estaciones. b) En un 87.6%, la intensidad real fué o igual o superior a la teórica, lo que implica la característica normal de la emisión pre-crepuscular, contraria a la que observamos en la emisión post-crepuscular. Además, en el invierno es más frecuente el que QR esté por encima de QT, circunstancia que no se cumple en el verano. Esto induce a pensar, en principio, que existe un mecanismo de emisión en el pre-crepúsculo predominante durante los meses del período I. c) El porcentaje de días en los que hay aumento de la curva de emisión teórica es del 67.9%, lo cual implica que en un 21% de las noches hay aumento de emisión real sin que lo haya en la teórica.

Para determinar si las diferencias entre las intensidades real y teórica son significativas, hemos aplicado el método de contraste de hipótesis mediante la prueba de la t de Student. Para ello se define el estadístico  $t = \bar{d}_i / S_{\bar{d}}$ , donde  $\bar{d}_i = \overline{QR} - \overline{QT}$ , y  $S_{\bar{d}} = S_d / \sqrt{n}$ , siendo  $S_d$  la desviación típica de los  $d_i = QR_i - QT_i$ , y n el tamaño de la muestra. Con los valores del pre-crepúsculo obtenemos  $t = 4,55$

Eligimos como hipótesis nula,  $H_0$ ,  $QR \geq QT$ , siendo la hipótesis alternativa,  $H_a$ ,  $QR < QT$ , lo que corresponde a un tratamiento unia



teral. Para un nivel de significación de  $\alpha = 0.05$  y para  $n = 74$  correspondiente a nuestra muestra, se obtiene  $t_{0,05,73} = 1.67$ , es decir,  $t > t_{0,05,73}$ , por lo que admitimos la hipótesis nula, con una región de aceptación de  $( -1.67, \infty )$

#### 4.4.2.- Fotoelectrones procedentes del PMC

Consideramos los días del período I, podemos pensar que los aumentos de intensidad en la zona del pre-crepúsculo pudieran estar influenciados por la salida del Sol en la capa F 2 correspondiente al punto magnéticamente conjugado. Efectivamente parece ser así, ya que el coeficiente de correlación para la hora de comienzo del aumento en QR y la hora en que la depresión solar en el PMC es  $\alpha^{\dagger} = 12^{\circ},4$  es de  $r = 0.43$ , siendo  $r_{\alpha} = 0.01 = 0.35$  ( figura 4.24 ) Por otra parte no hemos obtenido correlación del valor de  $\alpha^{\dagger}$  en la hora de comienzo del aumento de QR con  $\Sigma k_p$  del día considerado, figura 4.25, ni con el flujo solar  $F_{10.7}$  figura 4.26, lo cual era de esperar, ya que la variación de estos parámetros no es lo suficientemente rápida como para explicar los cambios que se observan en  $\alpha^{\dagger}$  de un día para otro. Sin embargo,  $\alpha^{\dagger}$  está correlacionada con la frecuencia crítica de la capa F 2 en la hora de comienzo del aumento en la curva de intensidad real, figura 4.27, (el coeficiente de correlación obtenido es  $r = 0.51$ , y  $r_{\alpha=0.01} = 0.40$ ), lo que no está de acuerdo con lo señalado por Wickwar (1972). Este autor, sobre la base de cuatro pares de valores, obtiene una correlación negativa que justifica por el hecho de que cuanto mayor es la densidad electrónica, menor es el número de fotoelectrones inci



T.U. (hora ΔQR)

4.00

3.00

3.30

4.30

T.U. (hora  $\alpha^* = 12^\circ, 4$ )

FIG 4.24

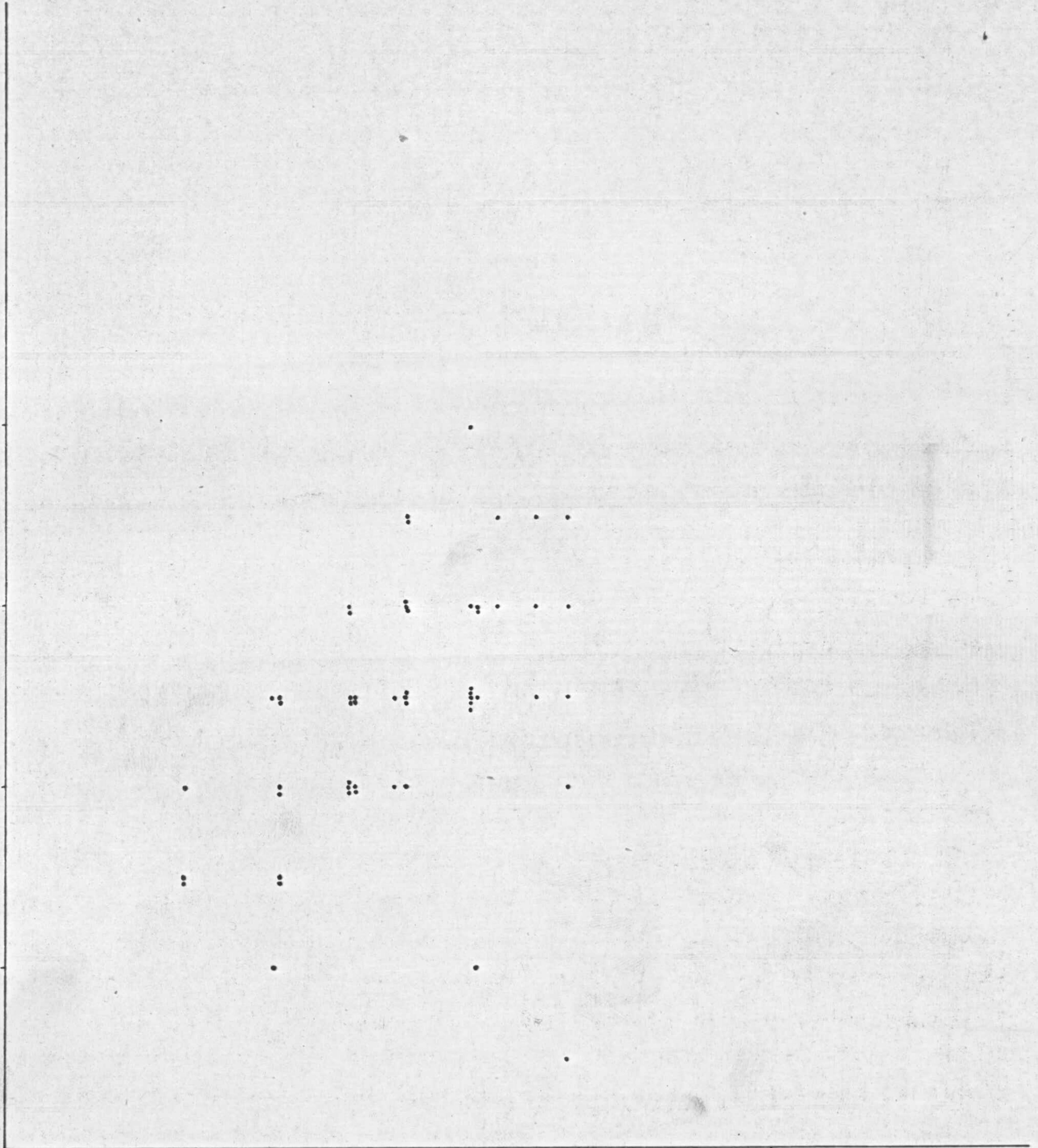






FIG. 4.25



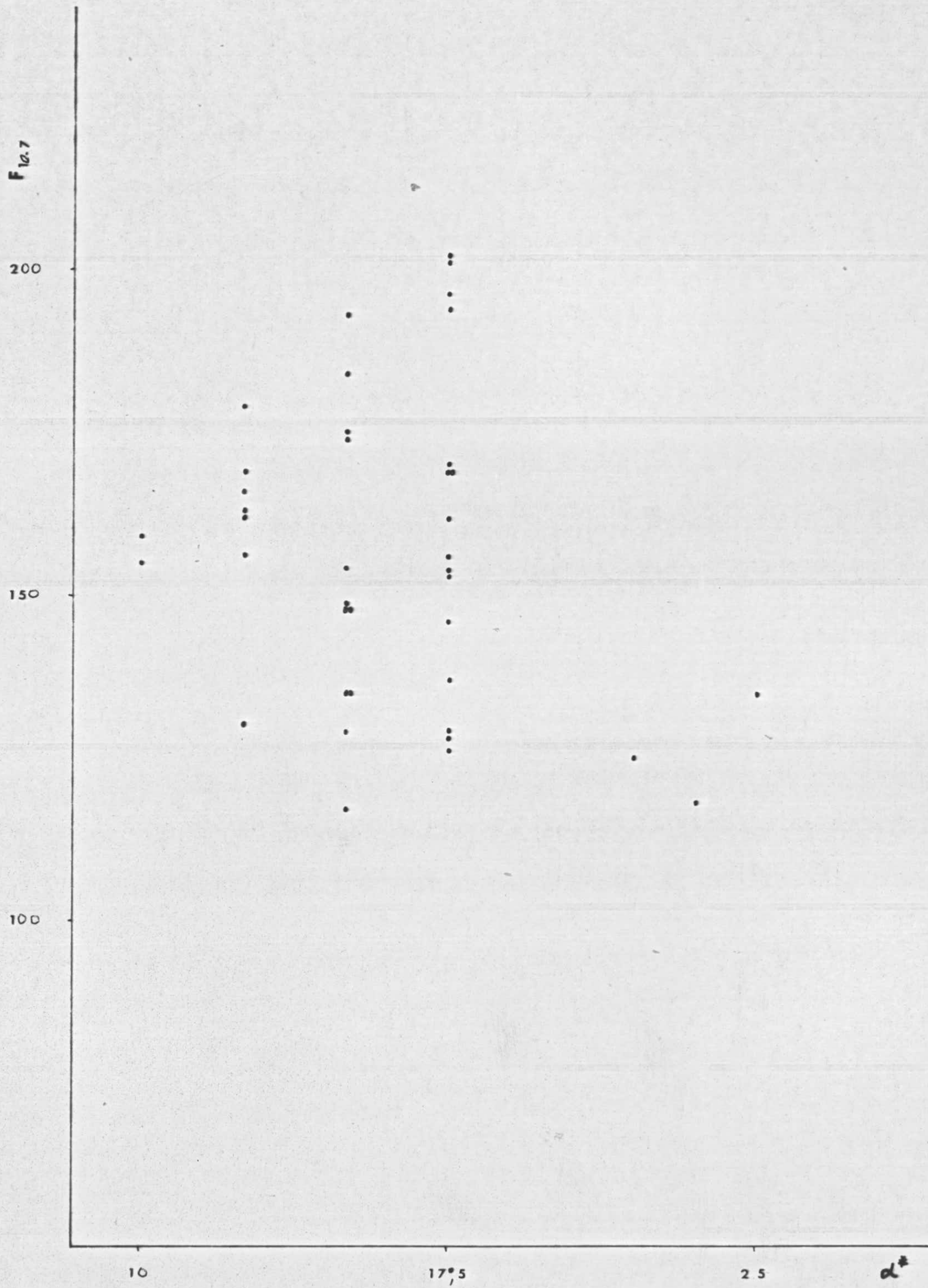


FIG. 4. 26







dentes que excitan los átomos de oxígeno como consecuencia del aumento de choques con electrones térmicos. En consecuencia, cuanto mayor sea la concentración de electrones, mayor flujo (y, por tanto, menor depresión solar) será necesario para producir un aumento observable de intensidad. Sin embargo, consideramos que esto no es tan inmediato, puesto que un aumento observable de intensidad. Sin embargo, consideramos que esto no es tan inmediato, puesto que un aumento de pérdida energética por parte del flujo de fotoelectrones conjugados, al chocar con los electrones ambiente, puede originar un aumento de temperatura electrónica que reformaría la emisión.

Dada la importancia atribuida a la llegada de fotoelectrones procedentes del punto magnéticamente conjugado, a la región F 2 local, nos propusimos determinar si podían dar cuenta de las intensidades observadas. Para calcular el flujo de fotoelectrones necesario para originar estos aumentos en  $\lambda = 6300 \text{ \AA}$ , seguimos el procedimiento de Noxon y col. (1970) que permite obtenerlo sin necesidad de conocer la trayectoria de penetración y proporciona unos valores con error menor del 20% respecto del cálculo completo. Los electrones procedentes del PMC, con energías comprendidas entre 5 y 40 eV principalmente (Fontheim y col. 1968; Nagy y col. 1970), la pierden al chocar con electrones y partículas neutras de la ionosfera local, pudiendo dar lugar a átomos de oxígeno excitados. Como la sección eficaz de excitación del oxígeno atómico para el estado ( $^1D$ ) presenta un máximo acusado en el intervalo de 4 a 8 eV (Dalgarno y col. 1963), podemos considerar que los fotoelectrones con energías superiores a 8 eV pueden producir, como máximo, dos estados  $O(^1D)$ , figura 1.5, durante su de gradación energética. El número real, J, de átomos  $O(^1D)$  producidos por cada electrón incidente con energía superior a 8 eV es menor de dos, a causa de la pérdida de energía con electrones ambiente ( la pérdida en choques con  $N_2$  y  $O_2$  es



despreciable ya que su sección eficaz es muy pequeña por debajo de los 20 eV, en comparación con la de los electrones o el oxígeno atómico), por lo que podemos escribir J como:

$$J = 2 \frac{\Delta E(O)}{\Delta E(O) + \Delta E(e)} \quad (4.11)$$

donde  $\Delta E(O)$  indica la pérdida de energía con átomos de oxígeno y  $\Delta E(e)$  con electrones. Ahora bien, según Noxon y col. (1970), la relación  $\Delta E(e) / \Delta E(O)$ , entre los 4 - 8 eV es aproximadamente

$$\frac{\Delta E(e)}{\Delta E(O)} = 5 \times 10^3 \frac{Ne}{[O]} \quad (4.12)$$

siendo Ne y O la concentración de electrones y de oxígeno atómico, respectivamente. Si se tiene en cuenta las correcciones - incluidas por Schunk y col. (1971) en la pérdida de energía por los fotoelectrones, la relación anterior es

$$\frac{\Delta E(e)}{\Delta E(O)} = 8 \times 10^3 \frac{Ne}{[O]} \quad (4.13)$$

Con (4.12) podemos escribir

$$J = \frac{2}{1 + 5 \times 10^3 Ne / [O]} \quad (4.14)$$

Como

$$P = \frac{0.76}{1 + \frac{d(h)}{0.0091}} = \frac{0.76}{1 + \frac{S [N_2]}{0.0001}} \quad (1.35)$$

es la probabilidad de que un  $O(^1D)$  emita un fotón en  $6300 \text{ \AA}$ , el



producto L, de P y J es el número de fotones de 6300 Å radiados por cada electrón incidente.

$$L = J.P. = \frac{1.52}{\{1 + 5 \times 10^3 \text{ Ne} / [O]\} \{1 + S [N_2] / 0.0091\}} \quad (4.15)$$

Para un flujo dado de fotoelectrones incidentes, F1, el número de Rayleighs que se originan viene dado por

$$Q(6300) = F1. L. 10^{-6} \quad (\text{Rayleighs}) \quad (4.16)$$

En nuestro caso, tratamos de calcular el flujo necesario para producir la intensidad observada, QR. En los razonamientos anteriores hay una sobreestimación del flujo por tres motivos:

a) No todos los electrones inciden con energías mayores que 8 eV. b) Una fracción importante del flujo incidente es retrodispersado a la magnetosfera. c) Electrones con baja energía, especialmente, no llegan a penetrar hasta los 400 km.

El factor más importante de reducción es, sin duda, el segundo, estimándolo en un 50% Banks y col. (1970) y Carlson (1972), - por lo que el flujo real incidente en la ionosfera local para dar cuenta de un aumento dado de la intensidad real en 6300 Å ha de ser doble <sup>de k</sup> calculado, es decir

$$F1 = \frac{\{1 + 5 \times 10^3 \text{ Ne} / [O]\} \{1 + S [N_2] / 0.0091\}}{0.76} \times QR \times 10^6 \quad (4.17)$$

que puede ser comparado con los flujos medidos a 1000 km de altura.

Hemos utilizado el valor del coeficiente de desactivación, S, dado por Sipler y col (1972), tabla 1.1, y en las concentraciones de O y N<sub>2</sub> utilizamos las tablas 3.3 y 3.5. Dado que L es poco sensible a las variaciones de altura por debajo de los 500 Km (NOxon y col. 1970), hemos utilizado los valores de [O] y de [N<sub>2</sub>] para alturas iguales a la altura virtual, mientras



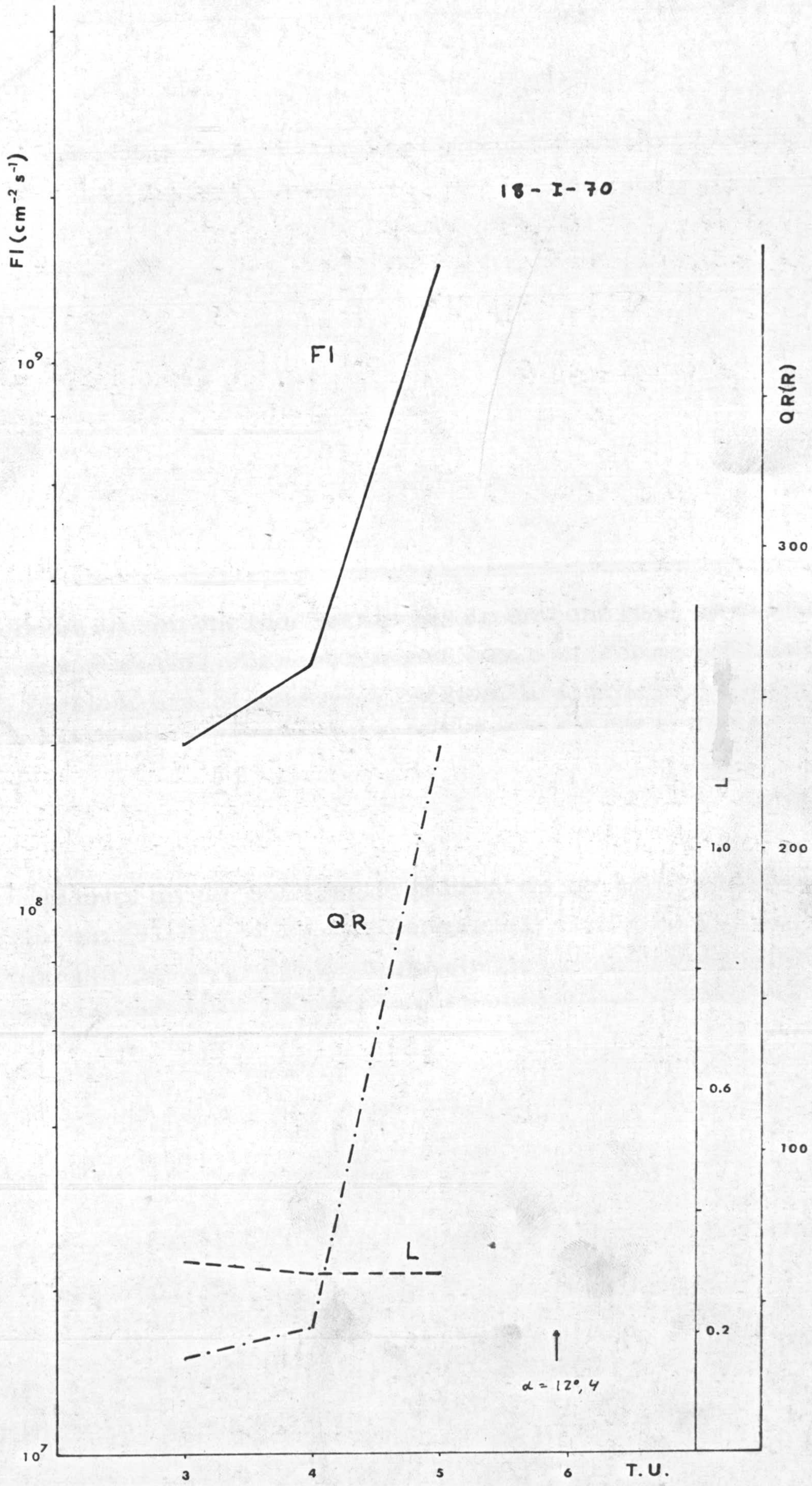
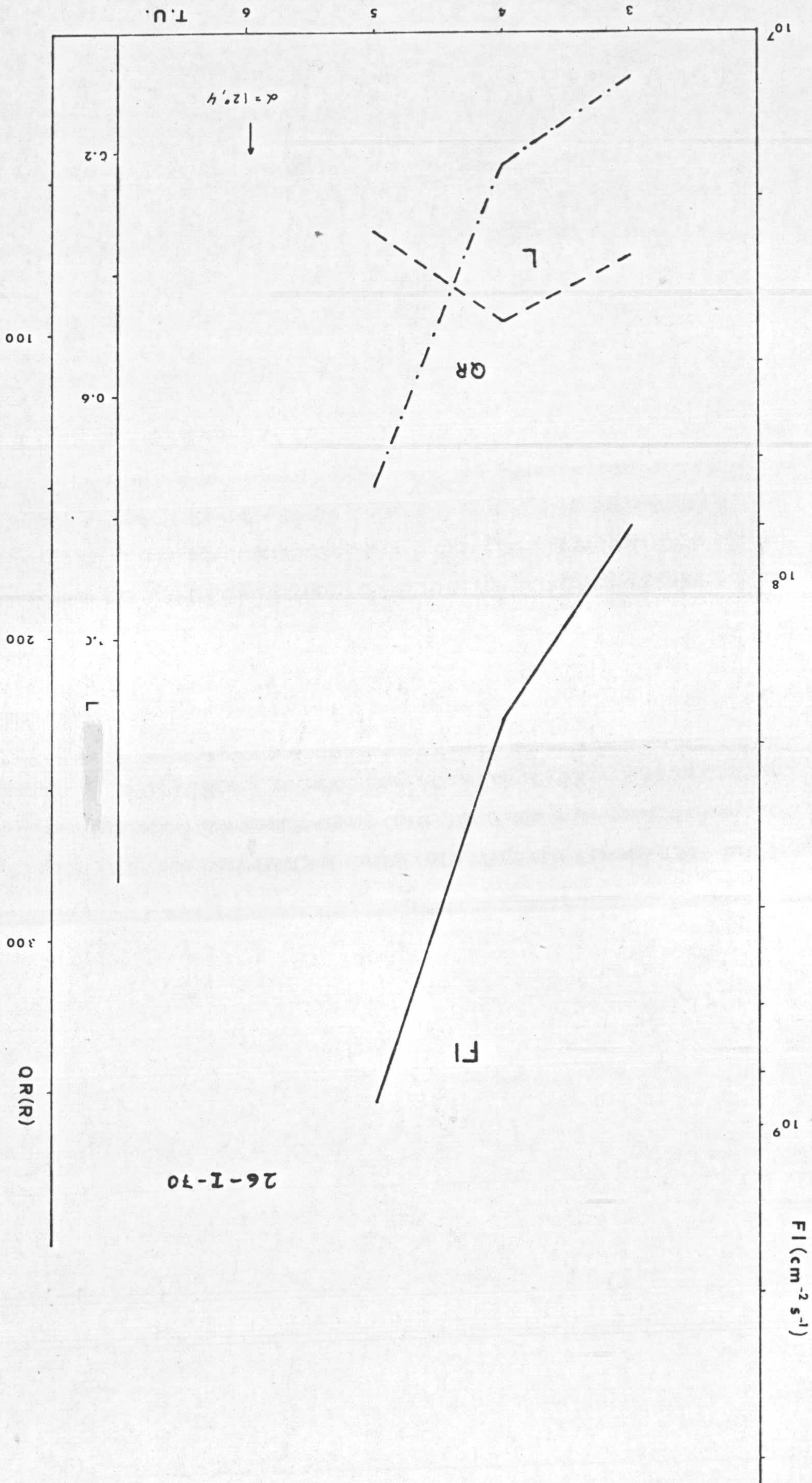


FIG. 4.28



FIG. 4.29



T.U.

6

5

4

3

100

0.6

200

1.0

300

QR(R)

26-I-70

$FI (cm^{-2} s^{-1})$

$10^7$

$10^8$

$10^9$



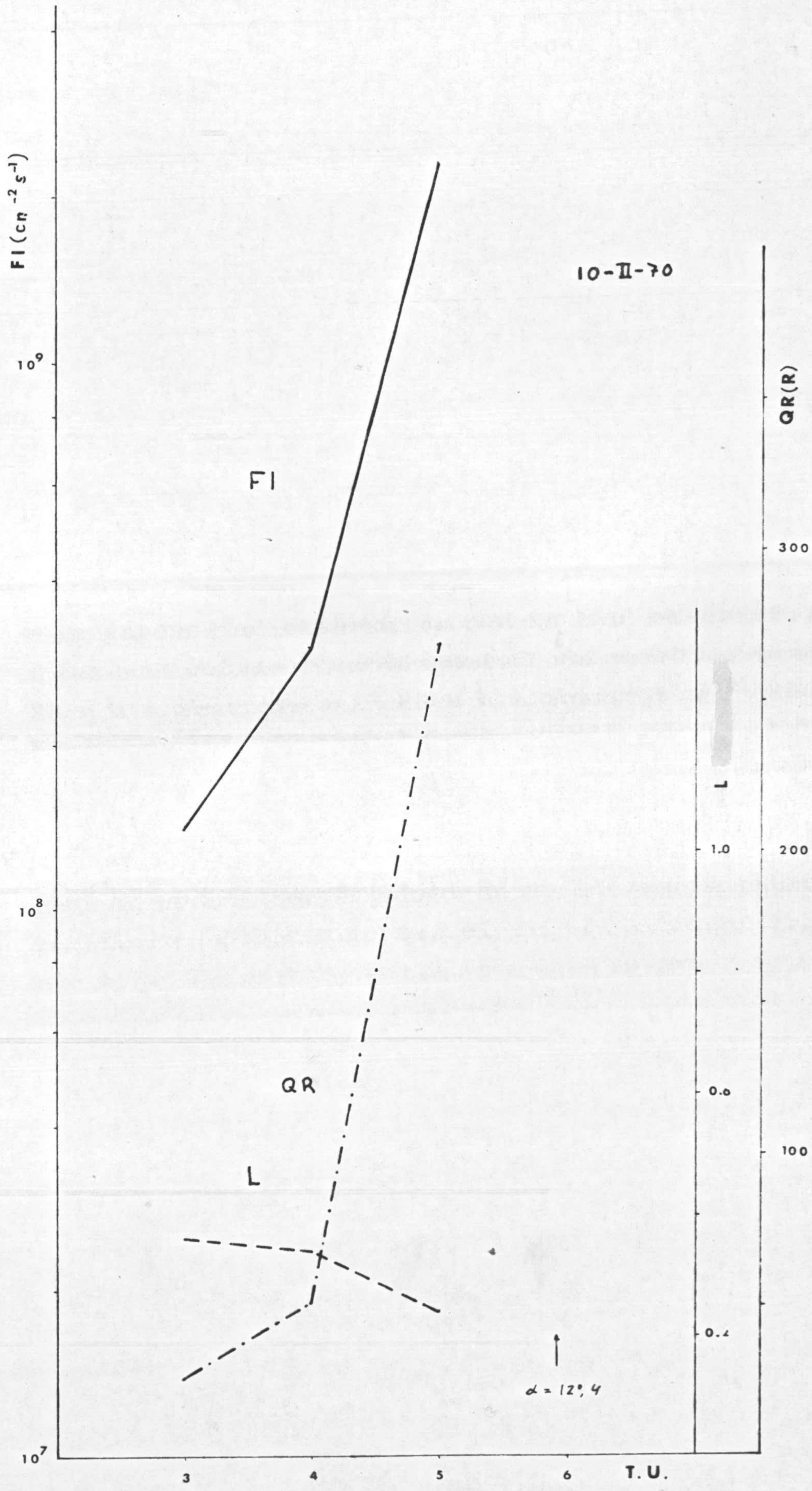


FIG. 4130



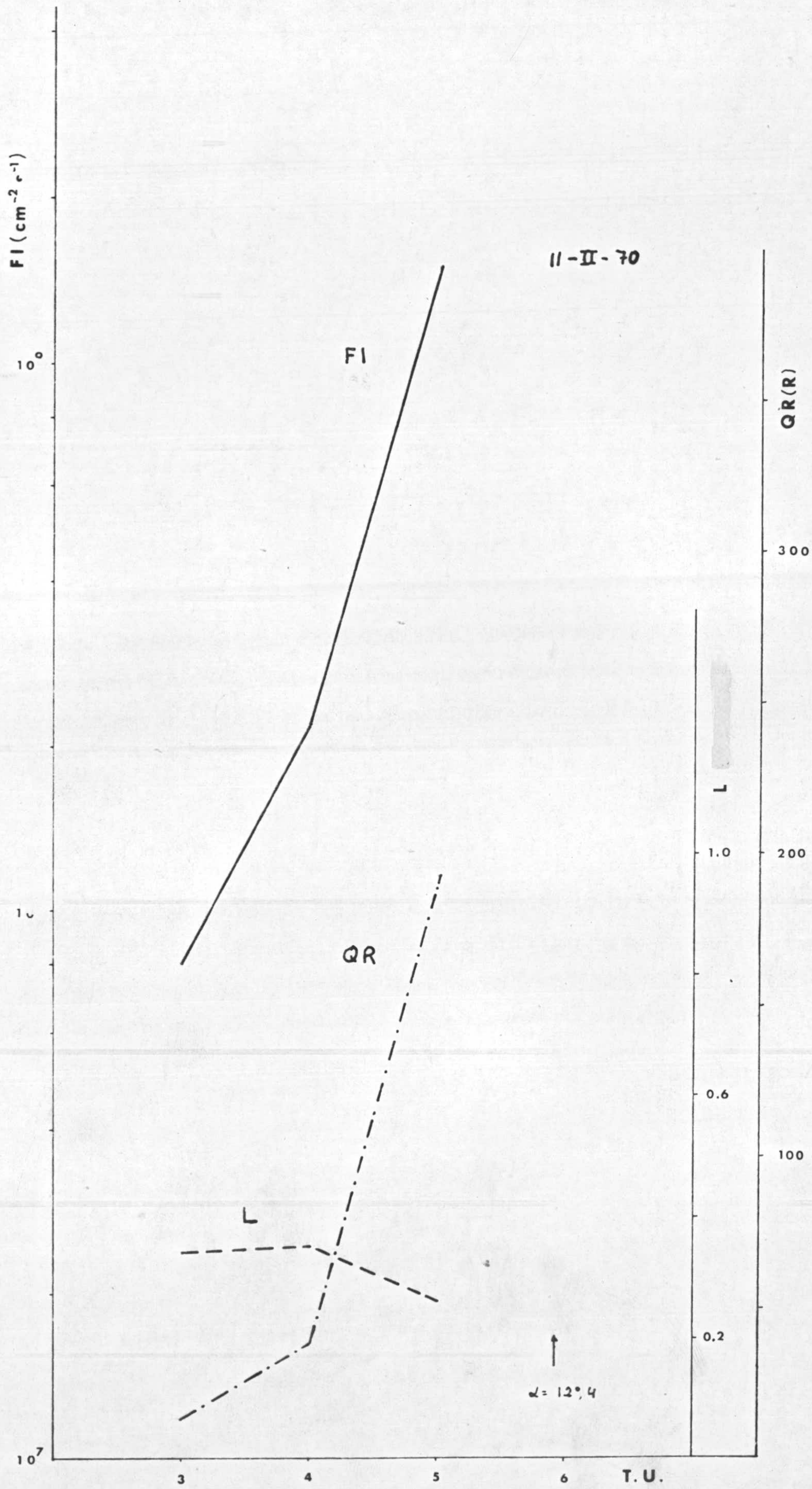


FIG. 4.31



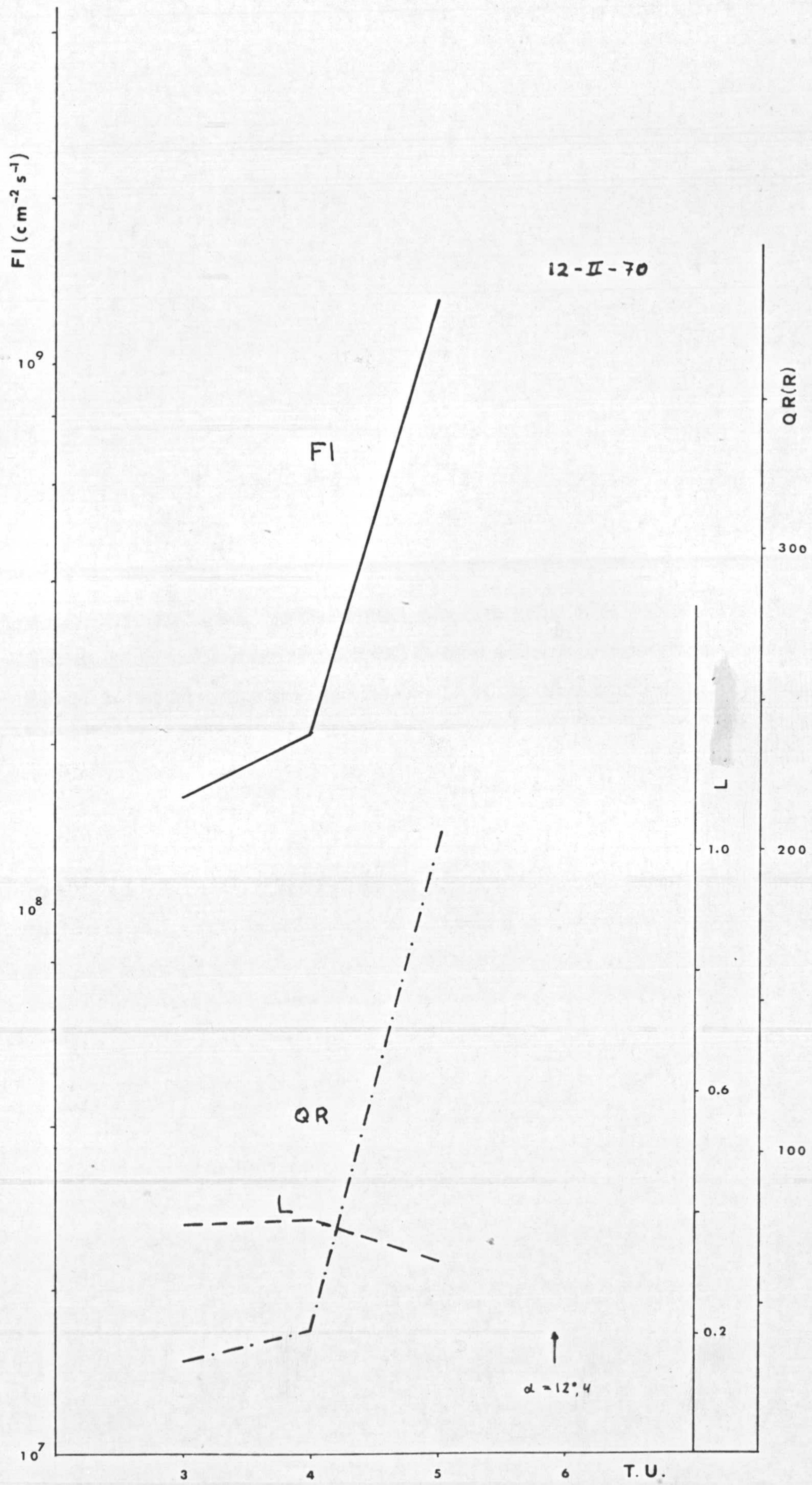


FIG. 4.32



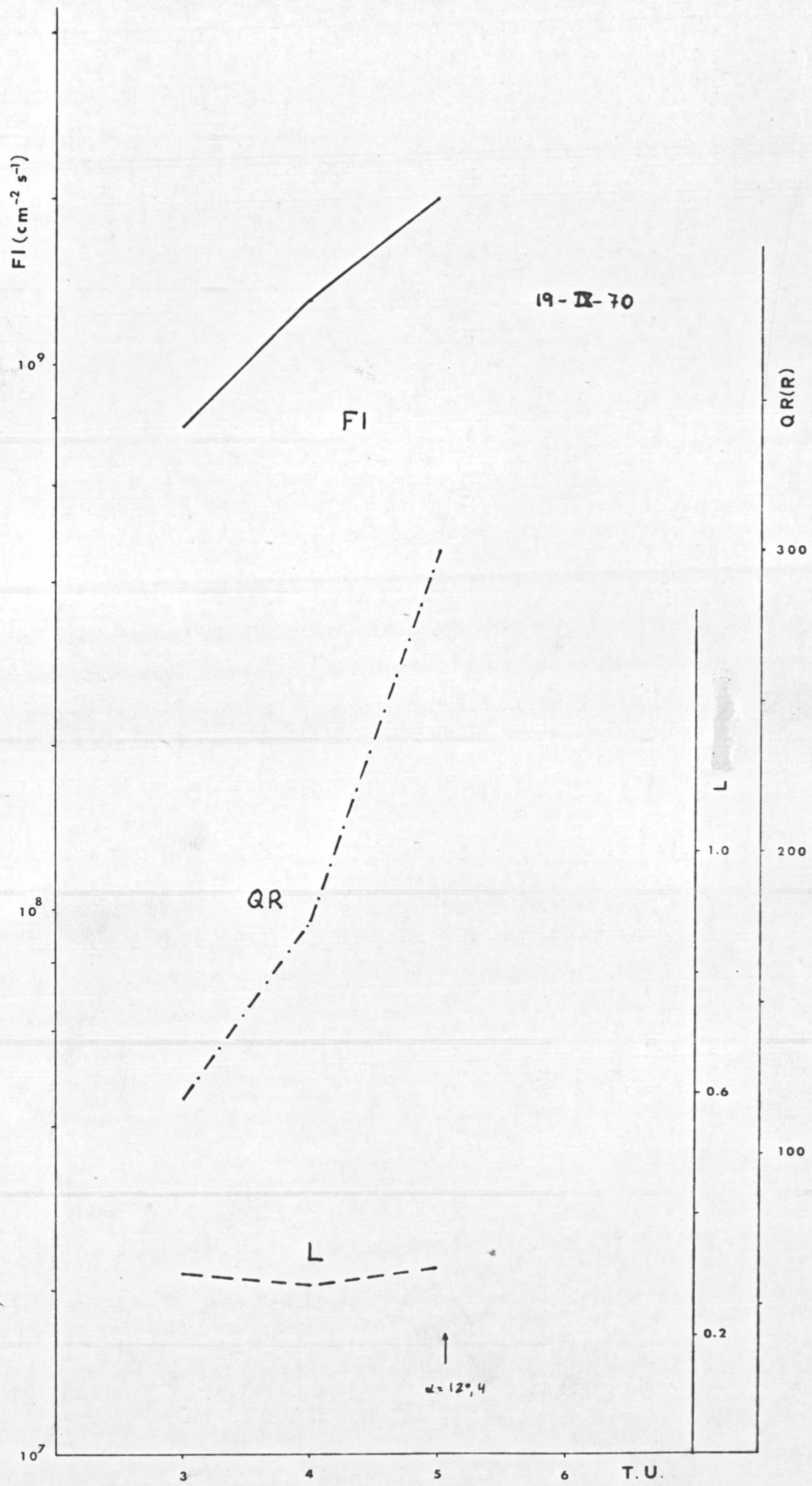


FIG. 4.33



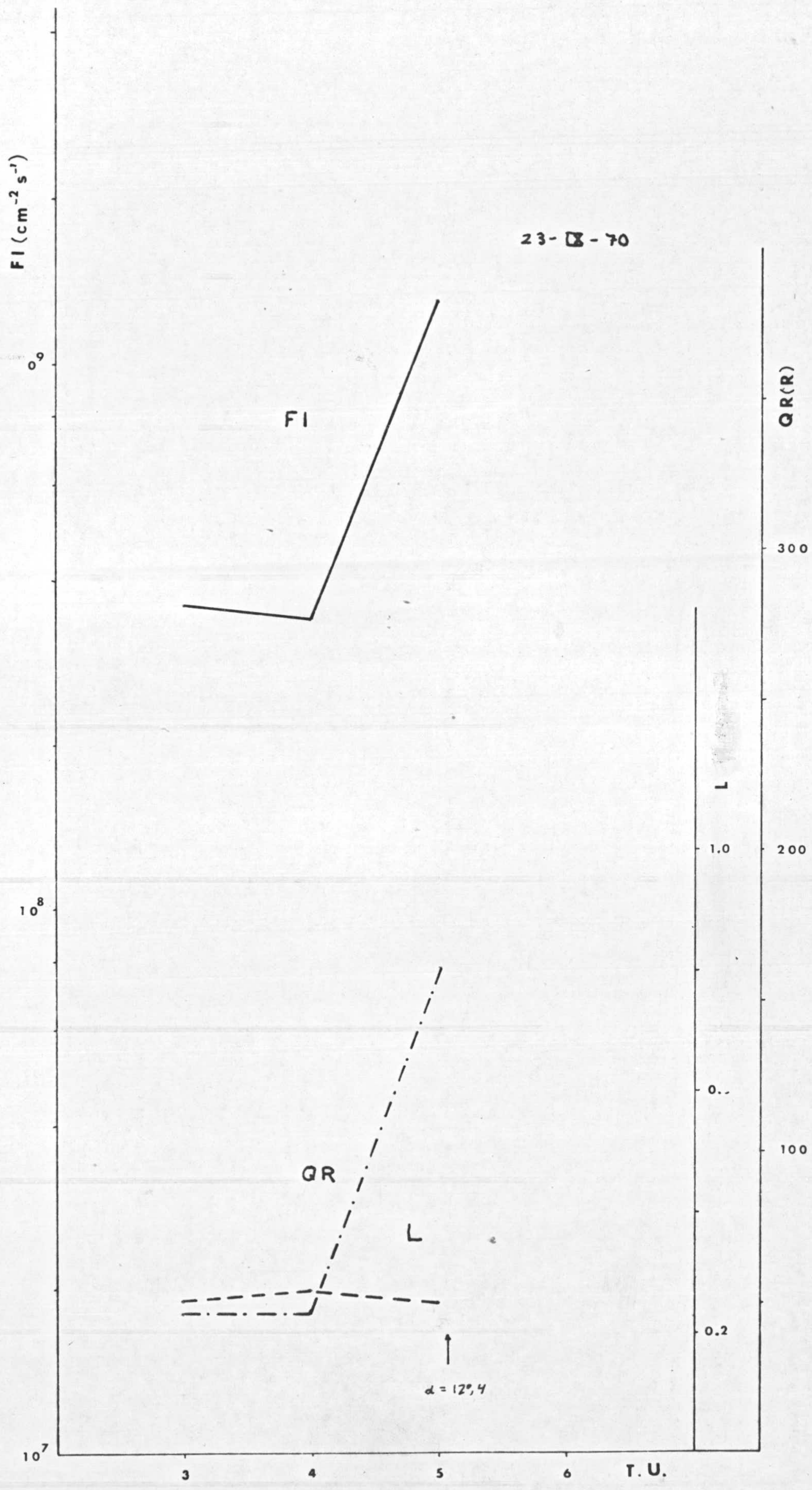


FIG. 4.34



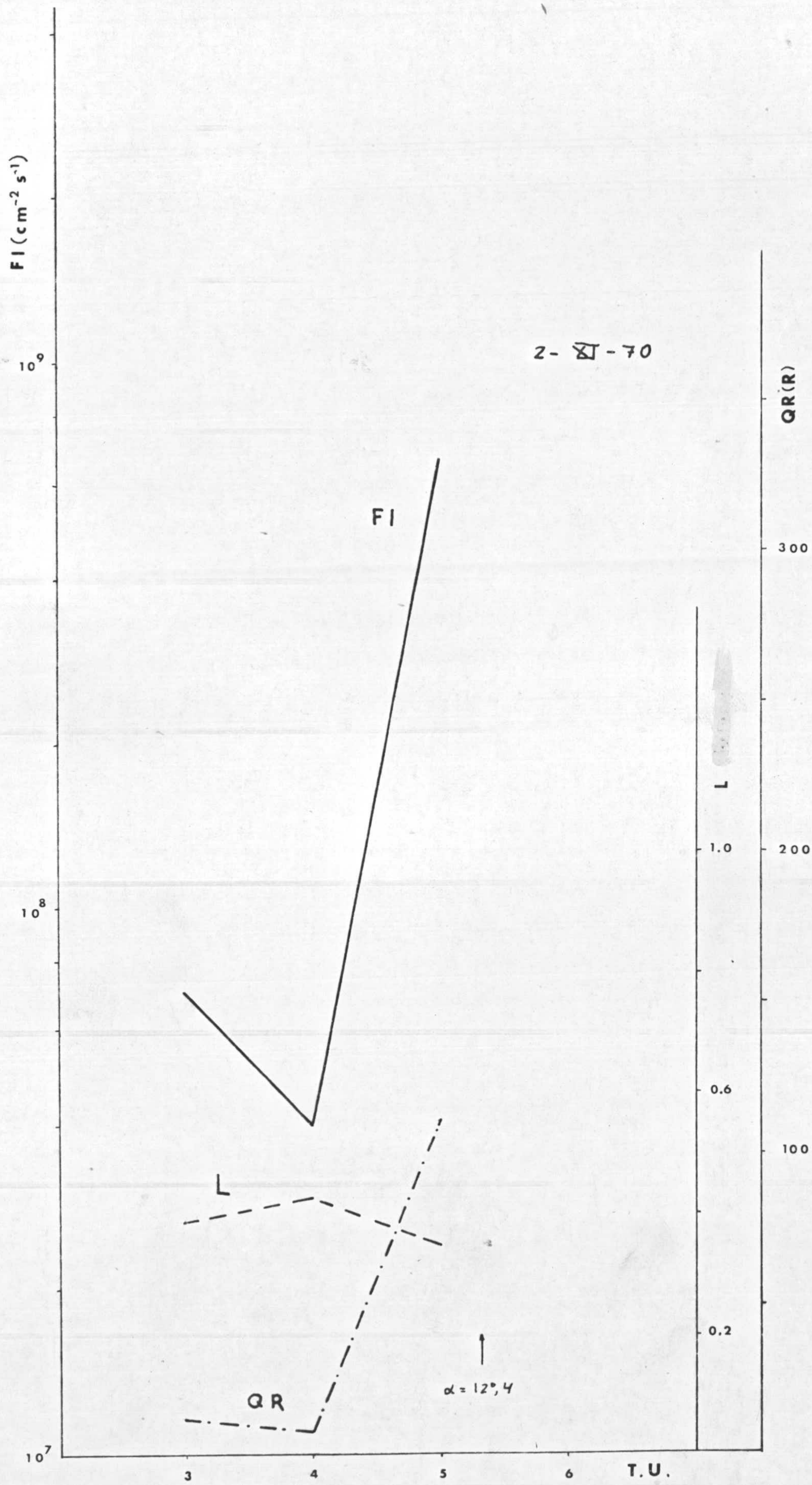


FIG. 4.35



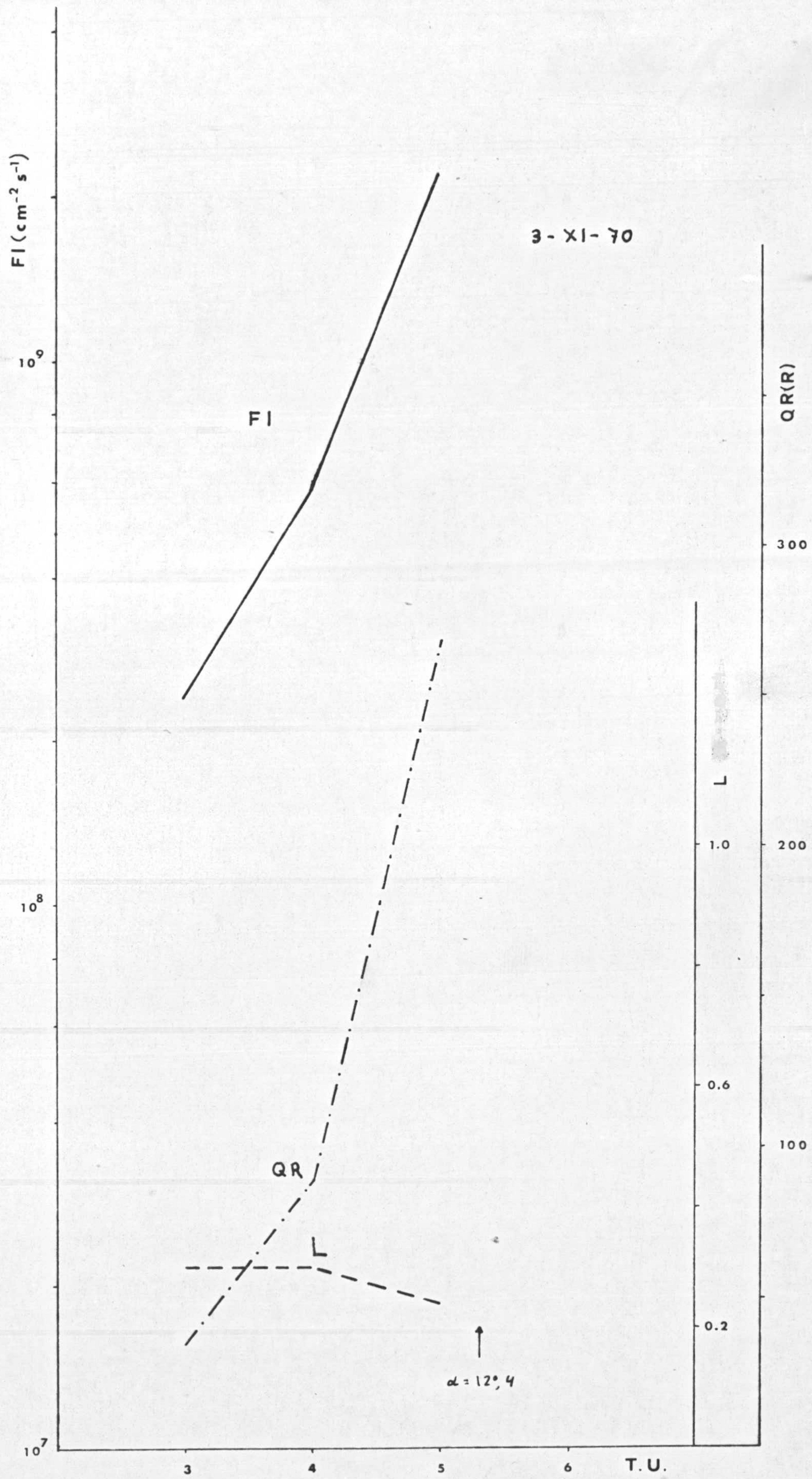


FIG. 4.36



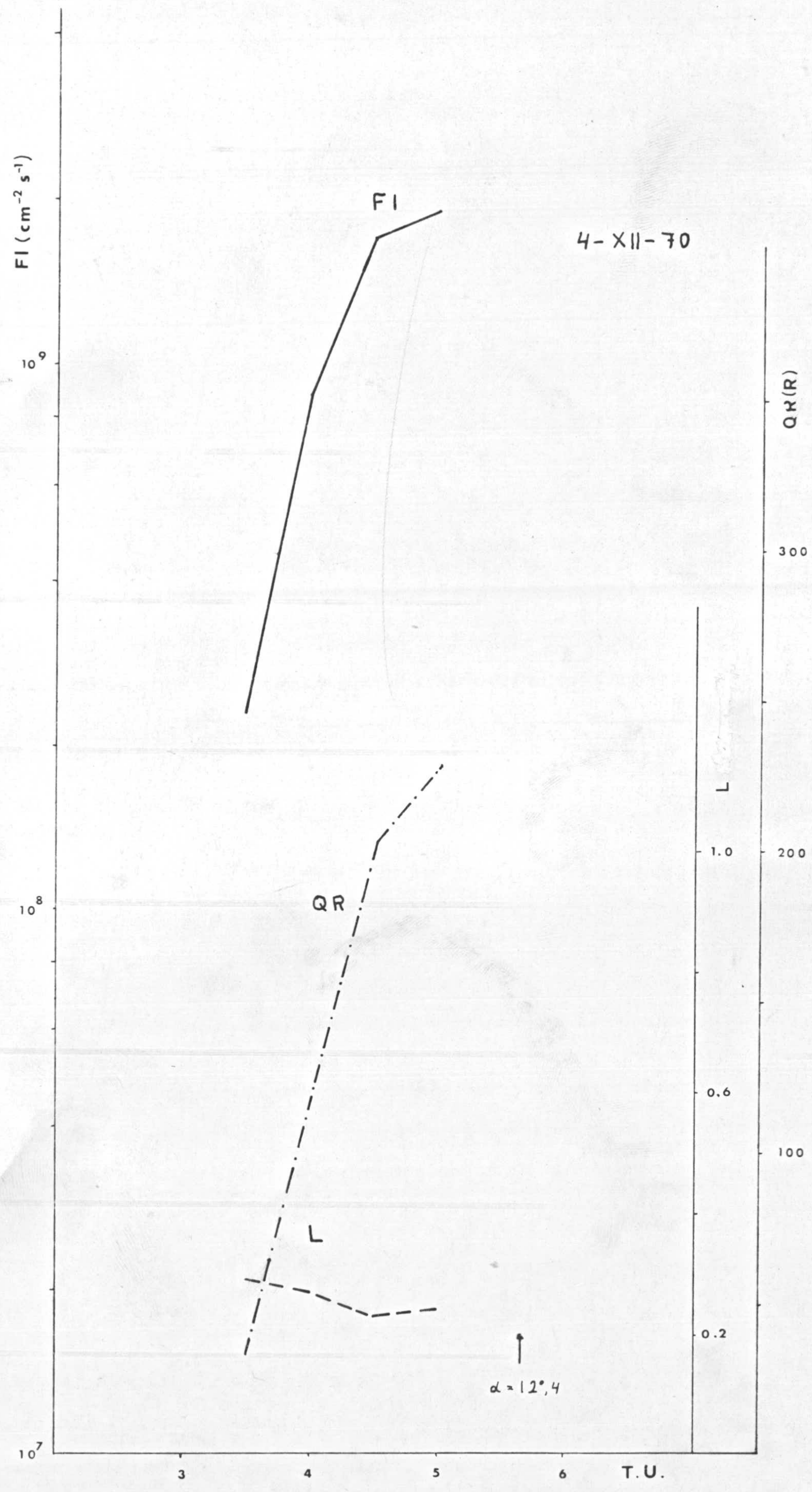


FIG. 4.37



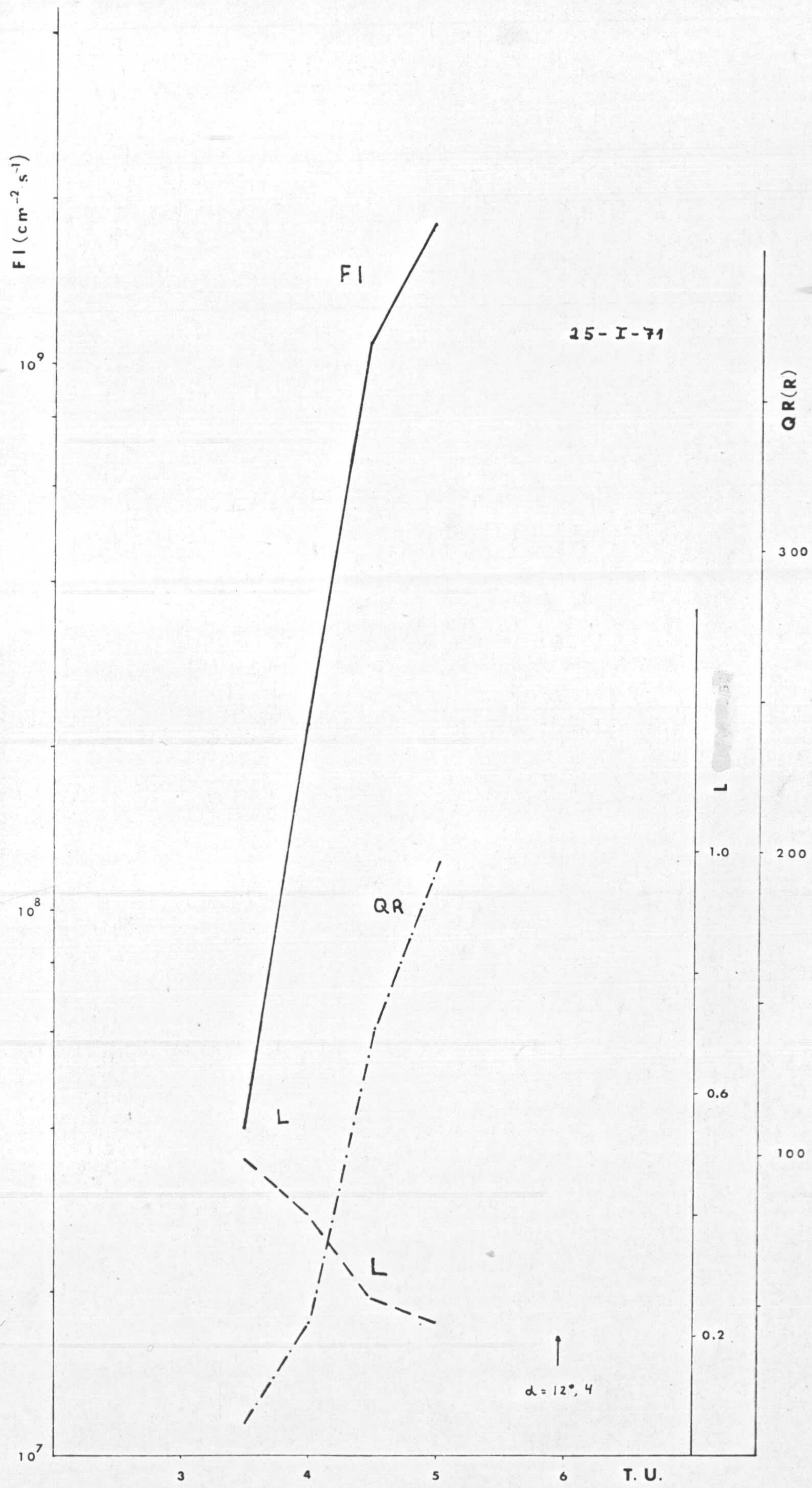


FIG. 4.38



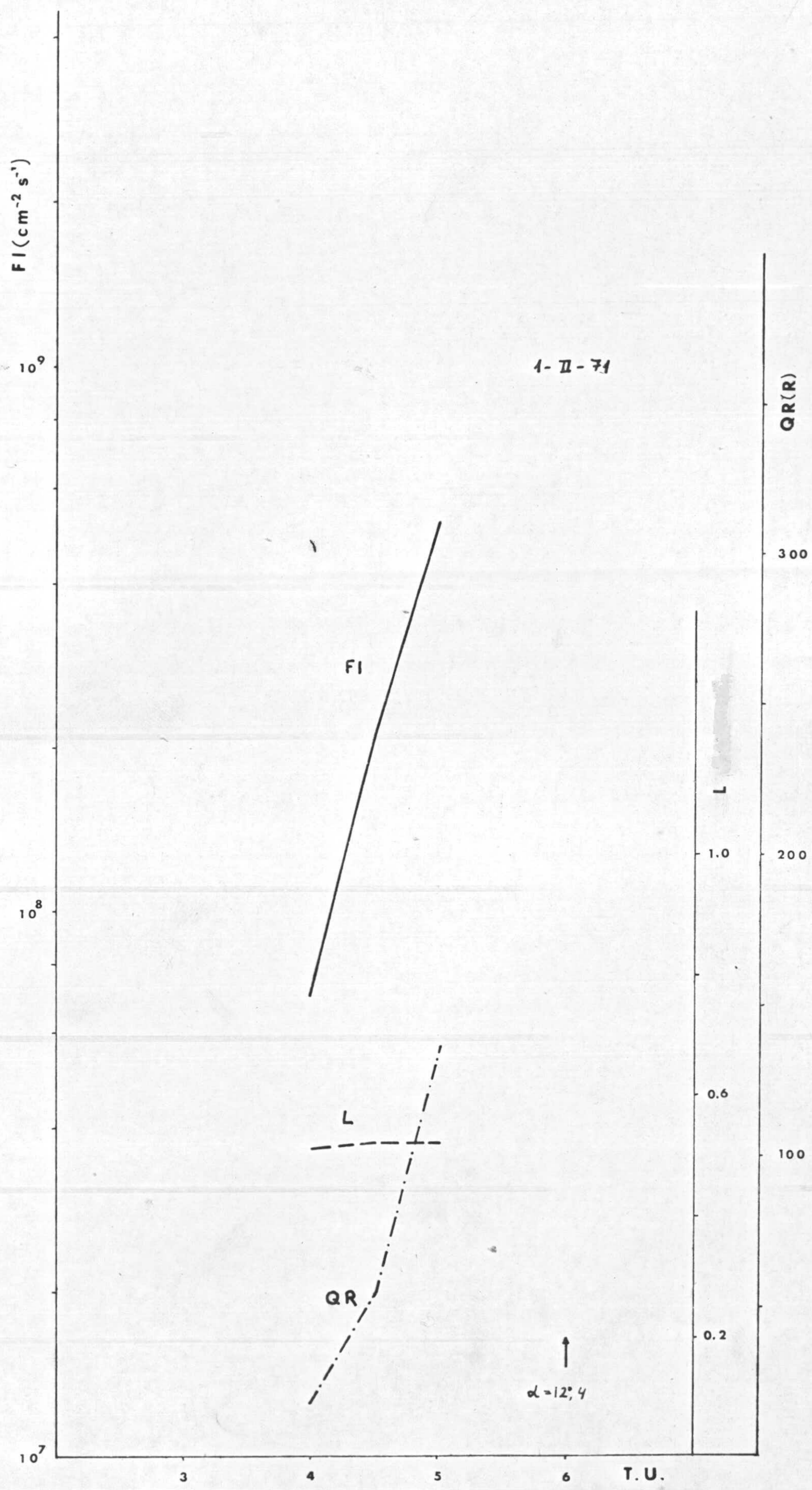


FIG. 4,39



que para la concentración de electrones hemos utilizado su valor máximo, Nm. Como  $[N_2]$  decae más rápidamente que  $[O]$  con la altura, el utilizar las concentraciones para una altura correspondiente a  $h'$  y no a  $h_p$ , supone una sobrevaloración del flujo necesario, según se desprende de (4.17). No obstante, la variación que esto origina se puede considerar pequeña.

A partir de (4.17) hemos calculado el flujo durante la emisión pre-crepuscular en doce días de los veintiseis en que  $QR > QT$ , elegidos, la mayor parte, cuando la intensidad de emisión real alcanzaba valores elevados, y pertenecientes a diversos meses del período I. Estos cálculos se recogen en las figuras 4.28 a 4.39. En ellas se incluyen también el valor de la intensidad  $QR$  y del número de fotones de  $6300 \text{ \AA}$  radiados por cada electrón incidente,  $L$ , y se indica la hora en que el Sol alcanza una depresión local de  $12^\circ$ . Como puede observarse, la variación de  $L$  es poco notable, pues se mantiene entre 0.2 y 0.4 en la casi generalidad de los días, y para un día dado permanece casi constante. Sin embargo, esta variación indica la influencia que tienen las condiciones físicas de la atmósfera sobre la emisión originada por el flujo de fotoelectrones. De los doce días, nueve presentan antes del amanecer un flujo fotoeléctrico superior a  $10^9 \text{ (cm}^{-2} \text{ s}^{-1}\text{)}$ , con la excepción de los días 26-I-70, 2-XI-70 y 1-II-71, en los que la intensidad real alcanzó valores relativamente bajos,  $\leq 150 \text{ R}$ . Para dar cuenta del significado de estos flujos, damos en la tabla 4.6., valores obtenidos bien teóricamente, bien experimentalmente.

T A B L A 4.6

<u>Flujo (<math>\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}</math>)</u>	<u>Características</u>	<u>Observaciones</u>	<u>Referencia</u>
$10^8$	teórico	emergente	Geisler y col.(1965)
$8.5 \times 10^8$	teórico	emergente	Duboin y col.(1968)
$4.12 \times 10^8$	teórico	emergente	
		mínimo actividad solar	Nagy y col.(1970)



T A B L A 4.6 (continuación)

<u>Flujo (cm<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup>)</u>	<u>Características</u>	<u>Observaciones</u>	<u>Referencia</u>
4.02x10 <sup>8</sup>	teórico	Emergente	
		máximo actividad solar	Magy y col. (1970)
3x10 <sup>8</sup>	experimental	emergente a 480 Km	Yngvesson y col(1970)
9x10 <sup>8</sup>	experimental	emergente a 450 km	Yngvesson y col(1968)
4x10 <sup>8</sup>	experimental	emergente a 430 km	Yngvesson y col(1968)
7x10 <sup>8</sup>	experimental	emergente a 475 km	Yngvesson y col(1968)
4x10 <sup>8</sup>	experimental	emergente a 520 km	Yngvesson y col(1968)
6x10 <sup>8</sup>	experimental	emergente a 570 km	Yngvesson y col(1968)
7x10 <sup>8</sup>	experimental	emergente a 600 km	Yngvesson y col(1968)
2.5x10 <sup>8</sup>	experimental	emergente	Rao y col.(1969)
(2.5 <sup>±</sup> 1.0)x10 <sup>8</sup>	experimental	emergente	Heikkila (1970)
7x10 <sup>8</sup>	experimental	emergente	Heikkila (1970)
3.9x10 <sup>8</sup>	experimental	emergente	Wickwar (1971)
5.2x10 <sup>8</sup>	experimental	emergente	Wickwar (1971)
2.8x10 <sup>8</sup>	experimental	emergente	Wickwar (1971)
3.1x10 <sup>8</sup>	experimental	emergente	Wickwar (1971)
4.8x10 <sup>7</sup>	experimental	emergente	Wickwar (1971)

Es importante señalar que todos los flujos consignados en la tabla anterior, como se indica en ella, son flujos emergentes de la ionosfera, mientras que el flujo calculado por nosotros es incidente, es decir, después de viajar a lo largo de las líneas de campo magnético. Por otra parte, los flujos están referidos a una altura superior o igual a los mil kilómetros, excepto los determinados por Yngvesson y col., que presentan en algunos casos valores elevados. El referir éstos a mil kilómetros supone una reducción importante debido a los choques de los electrones con partículas neutras. Estos flujos experimentales se han determinado para distancias cenitales menores de 90°.

El flujo medio de fotoelectrones procedentes del PMC obtenido de



de los valores experimentales que figuran en la tabla 4.6, prescindiendo de los datos por Yngvesson y col. (1968) por la circunstancia indicada, es de  $3.4 \times 10^8$  elec/cm<sup>2</sup>s. En la tabla 4.7 se recogen los valores de la intensidad cuyo origen es debido a la acción de los fotoelectrones procedentes del PMC, QR<sub>foto</sub> - utilizando el flujo medio antes indicado, y la intensidad observada, QR, para las 3.00, 4.00 y 5.00 h T.U.

T A B L A 4. 7

Fecha	3.00 h		4.00 h		5.00 h	
	QR <sub>foto</sub>	QR	QR <sub>foto</sub>	QR	QR <sub>foto</sub>	QR
18-I-70	54	32	51	42	51	234
26-I-70	63	15	82	44	56	150
10-II-70	61	26	58	51	41	269
11-II-70	58	13	60	38	44	192
12-II-70	65	31	66	41	54	206
19-IX-70	51	118	48	177	53	300
23-IX-70	42	46	46	46	42	161
2-XI-70	66	13	73	9	60	111
3-XI-70	53	35	51	89	41	268
4-XII-70			46	118	41	118
25-I-71			68	44	37	196
1-II-71			87	18	87	136

Esta tabla nos indica que los fotoelectrones conjugados pueden dar cuenta de los aumentos de intensidad observados en las primeras horas incluso en muchos días con una intensidad notablemente mayor que la observada. Este hecho es explicable porque a esas horas la distancia cenital en el PMC es mayor o igual a 90°, por lo que el flujo esperado de fotoelectrones es menor que el valor medio utilizado en estos cálculos. En cualquier caso, solamente intensidades débiles pueden ser justificadas por este mecanismo. Por otra parte, en ningún día, incluso en los que la intensidad no es relativamente elevada, la contribución



de los fotoelectrones puede dar cuenta de los aumentos observados a las 5.00 h, es decir, cuando la intensidad QR alcanza su máximo valor, en general. Considerando los valores  $QR_{\text{foto}}$  de las 4.00 y 5.00 h en la tabla anterior, se obtiene un valor medio de 51 R, con una desviación típica de 14 R. En consecuencia, en el aumento de QR han de intervenir otros mecanismos que sean predominantes frente a los fotoelectrones, cuya acción, por lo tanto, representa una contribución a la emisión, pero no la más importante. Su presencia, sin embargo, da cuenta de la correlación obtenida entre la hora de comienzo del aumento en QR y la hora en que da depresión solar en el PMC es  $\alpha^{\ast} = 12^{\circ},4$ , así como el que en el período I predominen las noches en que la intensidad real sea superior a la teórica, característica opuesta a la que aparece en el período II, donde la presencia de fotoelectrones conjugados no es viable.

#### 4.4.3.- Descensos de altura de la capa F 2

Al analizar las tablas 4.4 y 4.5 se observa que en muchos casos aparecen aumentos en la curva teórica durante el pre-crepúsculo (un 68.2% en el período I y un 67.6% en el período II) originados por una disminución en la altura de la capa F 2. Este descenso causa una mayor emisión en  $6300 \text{ \AA}$  al aumentar la concentración de  $O_2$ , mientras que la desactivación por choque no es muy intensa a no ser que la altura alcanzada sea notablemente baja, como indicamos en 4.3.3. La frecuente aparición de estos descensos nos permite considerarlos como un mecanismo sistemático productor de los aumentos pre-crepusculares observados. Prescindiendo de los días en que no hay aumento de emisión, el descenso de la capa F 2 explica los incrementos de intensidad observados en 37 días (51.4%) correspondiendo 16 al período I (39%) y 21 al



período II (67.7%). Considerando la contribución media de los fotoelectrones procedentes del PMC, y el aumento de recombinación disociativa originado por el descenso de la capa, los incrementos de intensidad pueden ser explicados en 34 días (82.9%) del período I.

Si los descensos de la capa emisora pueden dar cuenta de los aumentos de intensidad, es importante averiguar cuál es la causa principal que los origina. Los movimientos de la capa F 2 - pueden ser debidos: a la difusión del plasma, a la expansión y contracción de la atmósfera, a campos eléctricos y a vientos neutros.

#### 4.4.3.1.- La difusión del plasma.

Para ver si la difusión del plasma originada por gradientes de presión podía ser la causa fundamental de los descensos observados de la capa F 2, hemos calculado la velocidad vertical a una altura correspondiente al borde inferior de la capa, es decir, para  $h'$ , utilizando la ecuación (1.69) con (1.71). Al conside--rar una altura fija, queda reducida a

$$W_d (h') = -\text{sen}^2 I g / \nu_{in} \quad (.418)$$

Utilizando la expresión de  $\nu_{in}$  dada por Stubbe (1968)

$$\nu_{in} = \{ 0.73 [O] + 1.01 [N_2] \} \times 10^{-9} \quad (4.19)$$

donde  $I = 59^\circ 44' 24''$  (Balerma),  $g = 9.02 \text{ m/s}^2$  (a 270 Km) y las concentraciones de O y  $N_2$  las obtenemos de las tablas 3.3. y - 3.5, hemos calculado las velocidades verticales de difusión en doce días en que el aumento de QR es explicado por el descenso de la capa, especialmente aquellos de gran intensidad, que hemos representado en las gráficas 4.40 a 4.51. En ellas se in--



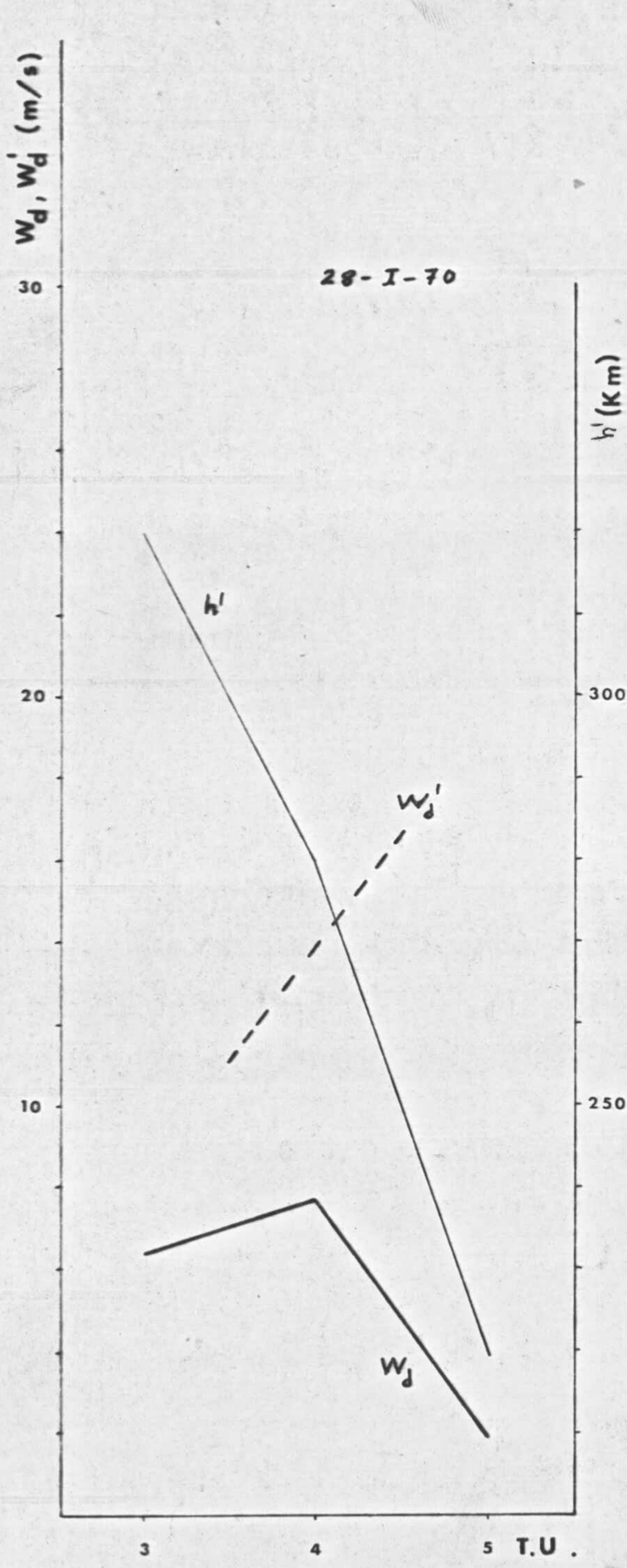


FIG. 4.40

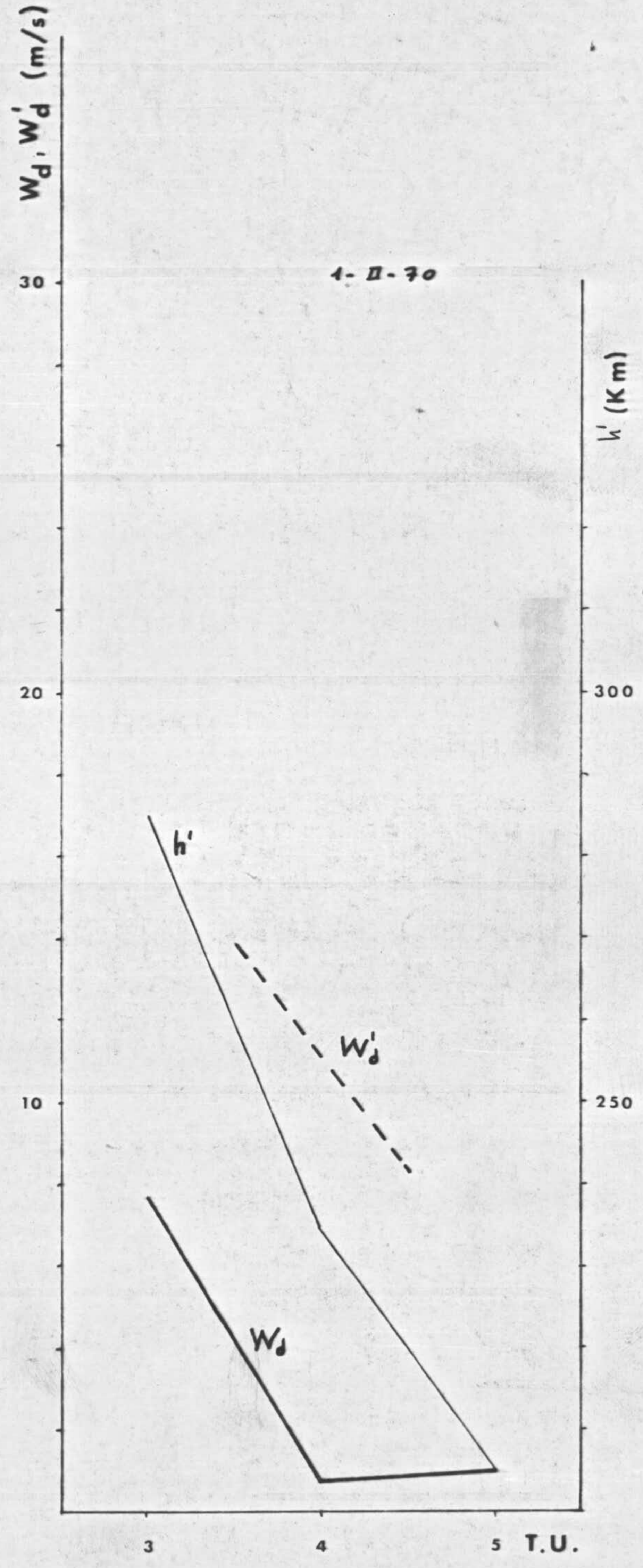


FIG. 4.41



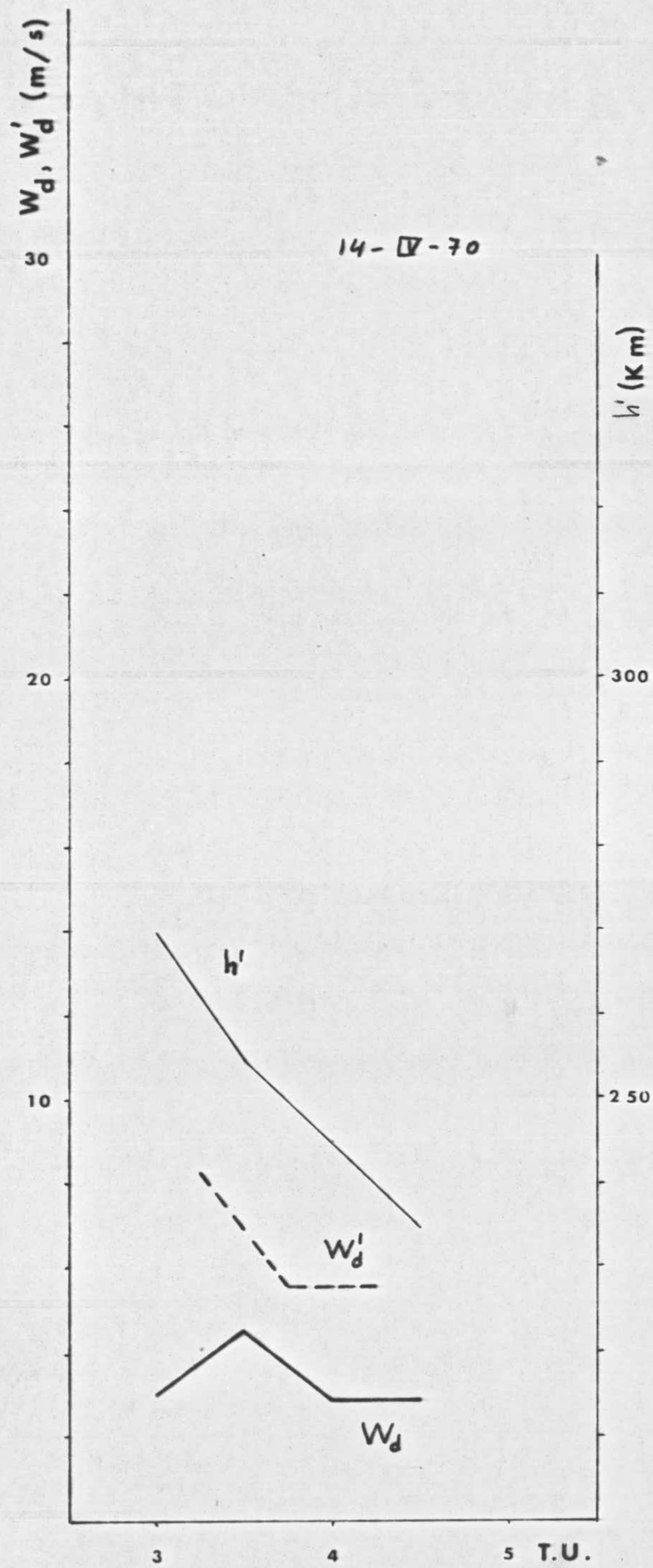


FIG. 4.42

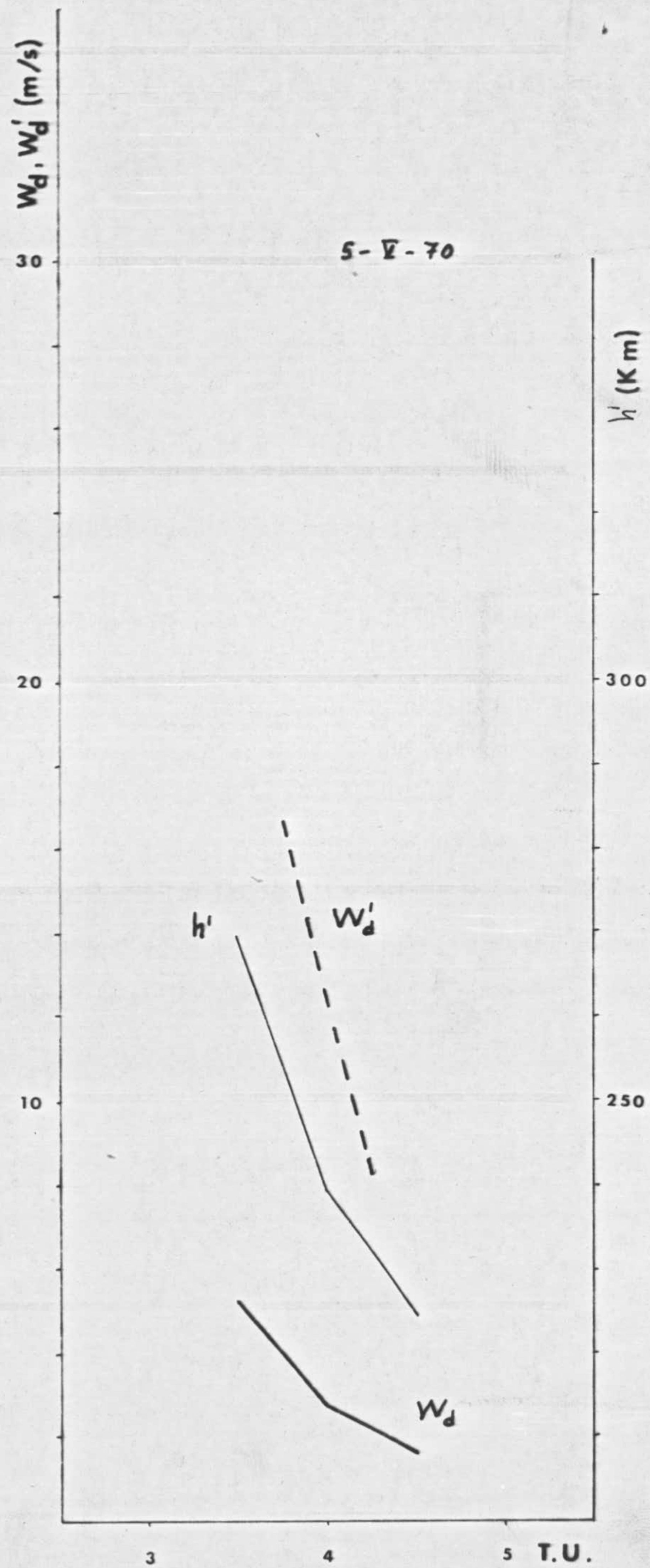


FIG. 4.43



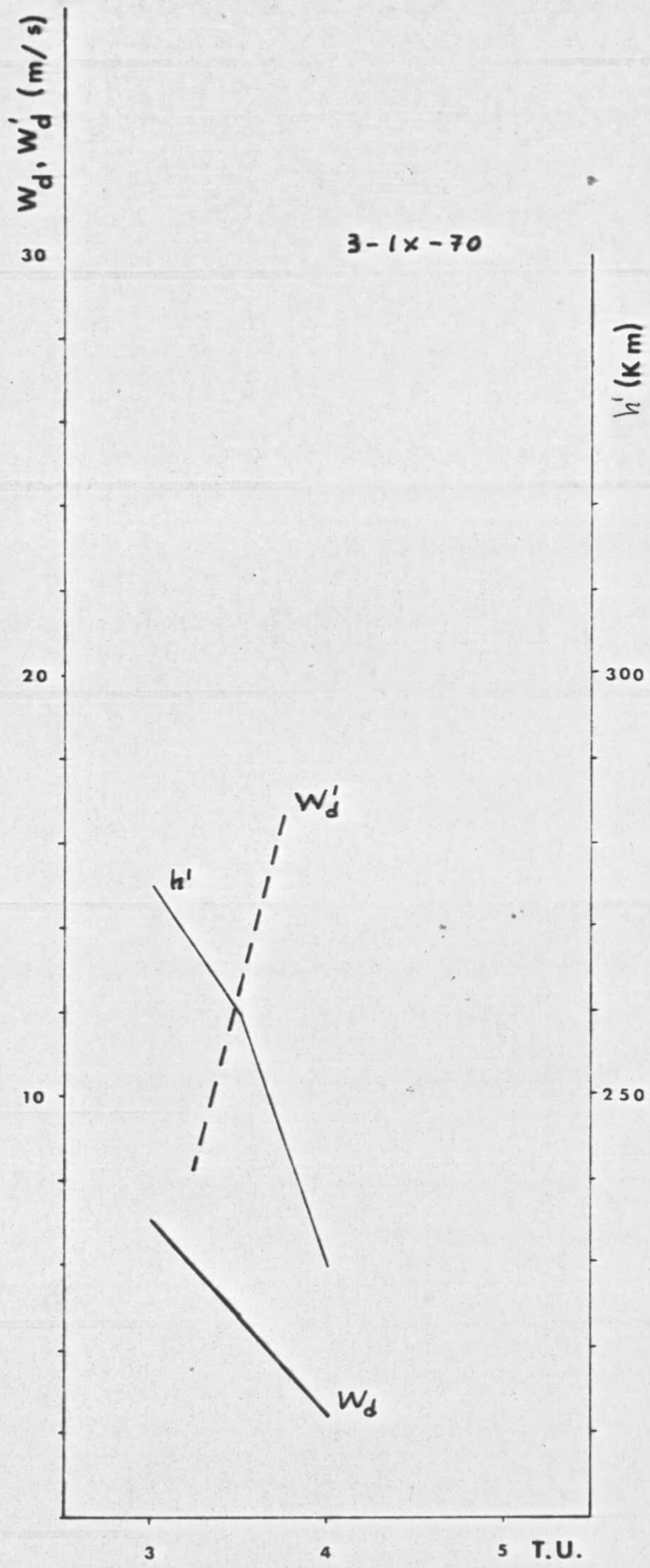


FIG. 4.44

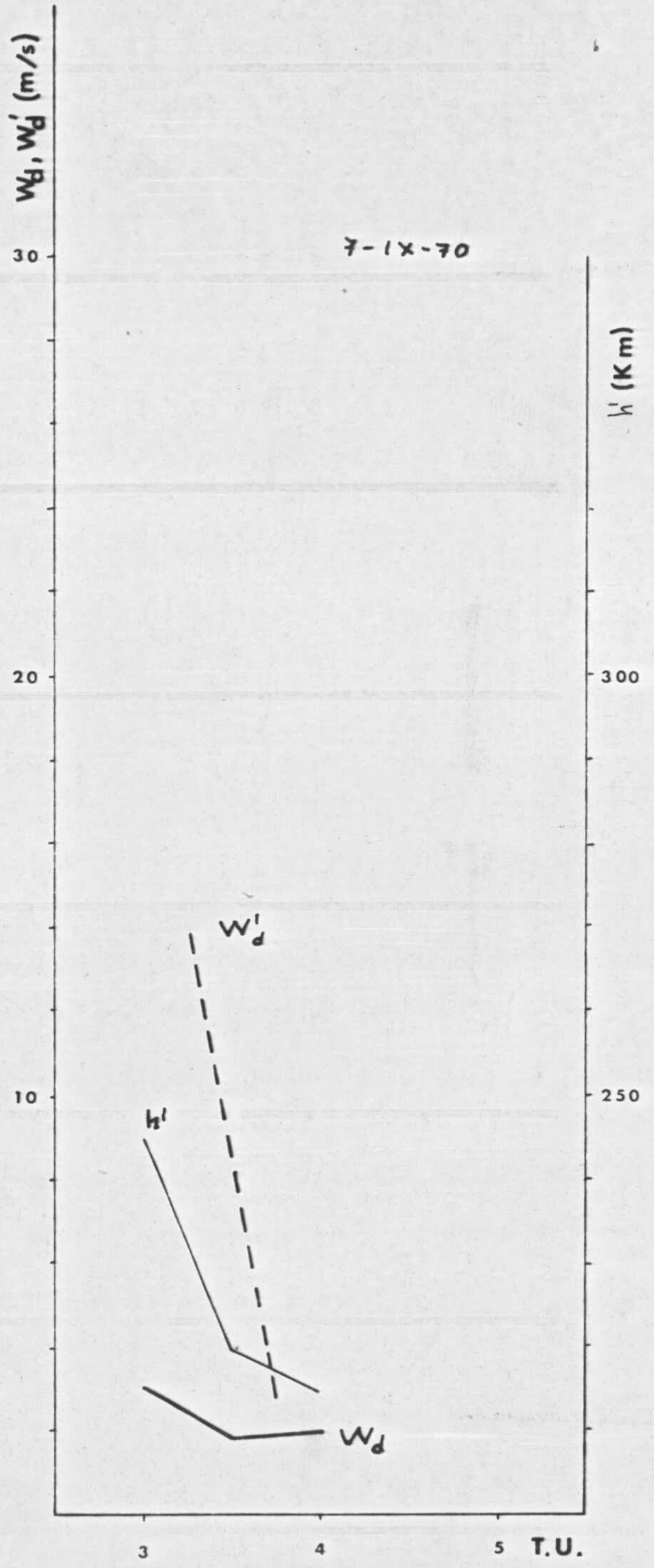


FIG. 4.45



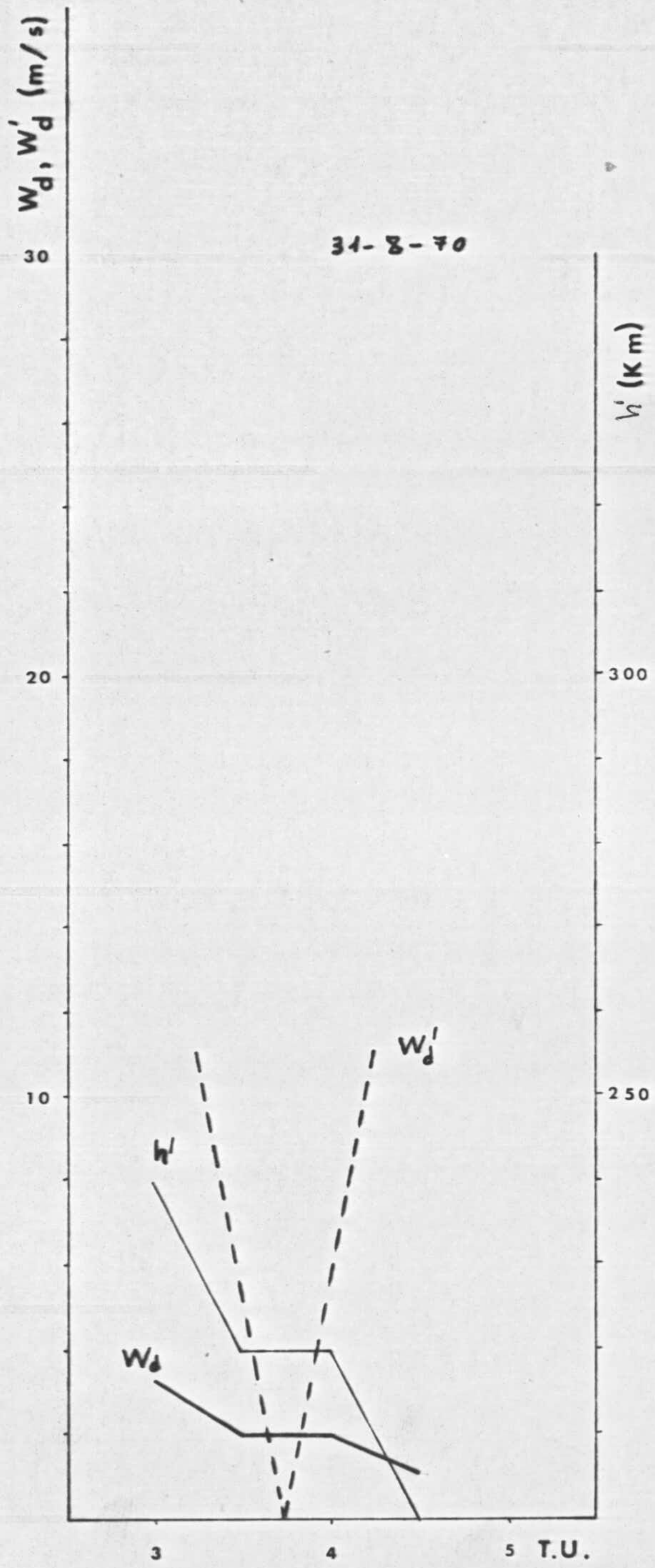


FIG. 4. 46

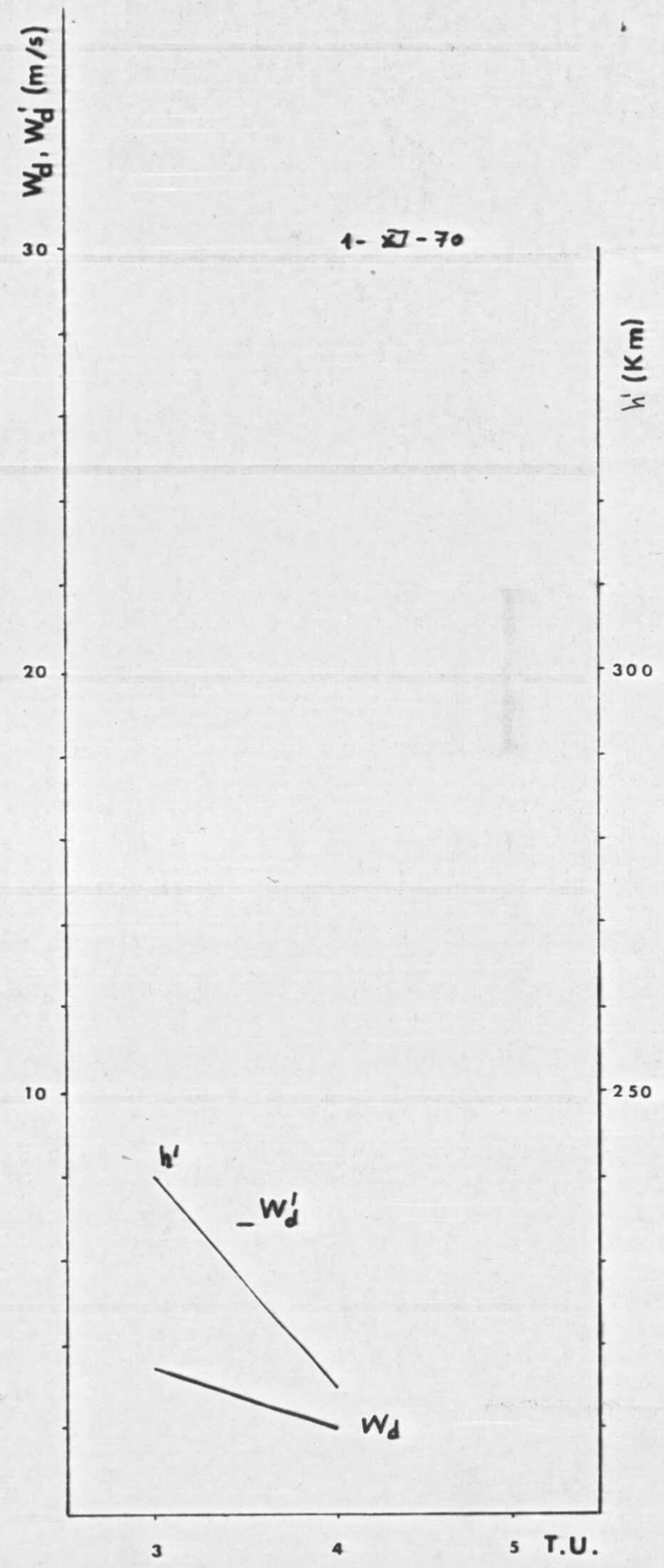


FIG. 4. 47



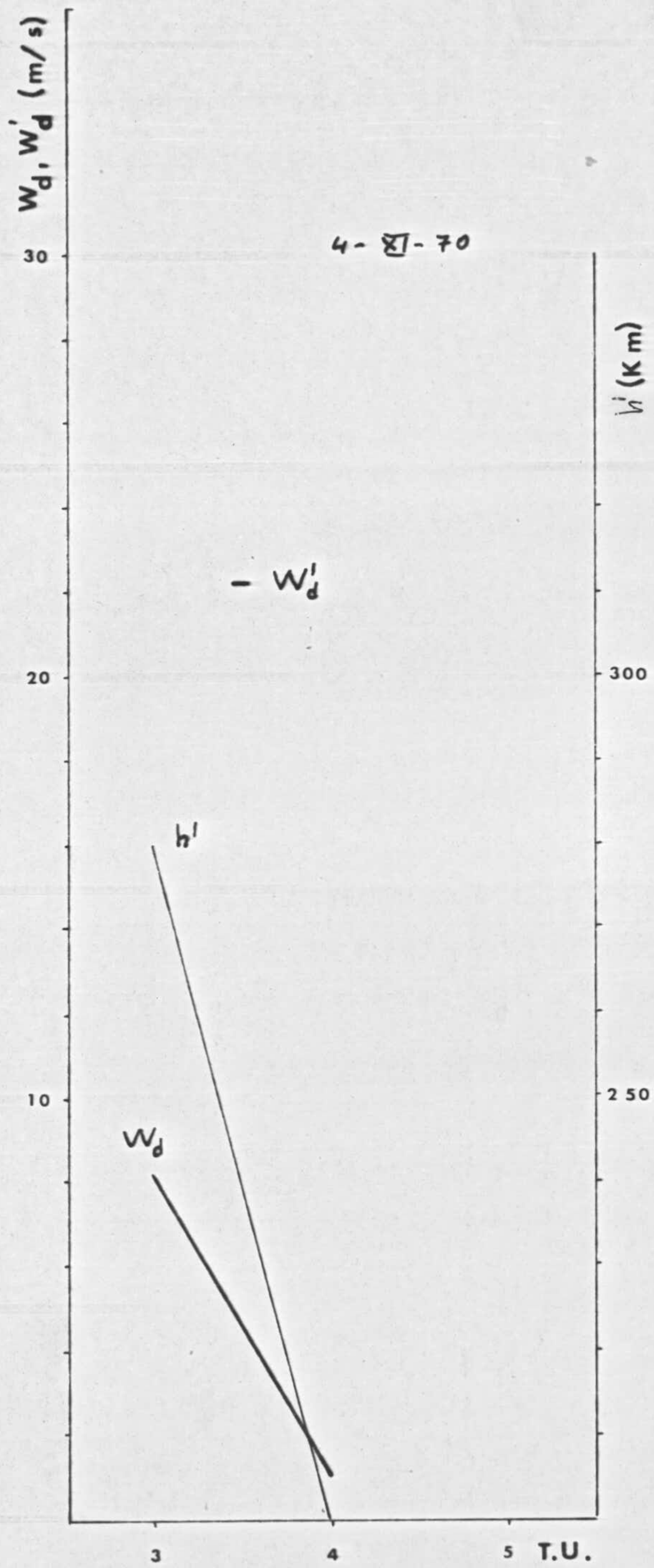


FIG. 4. 48

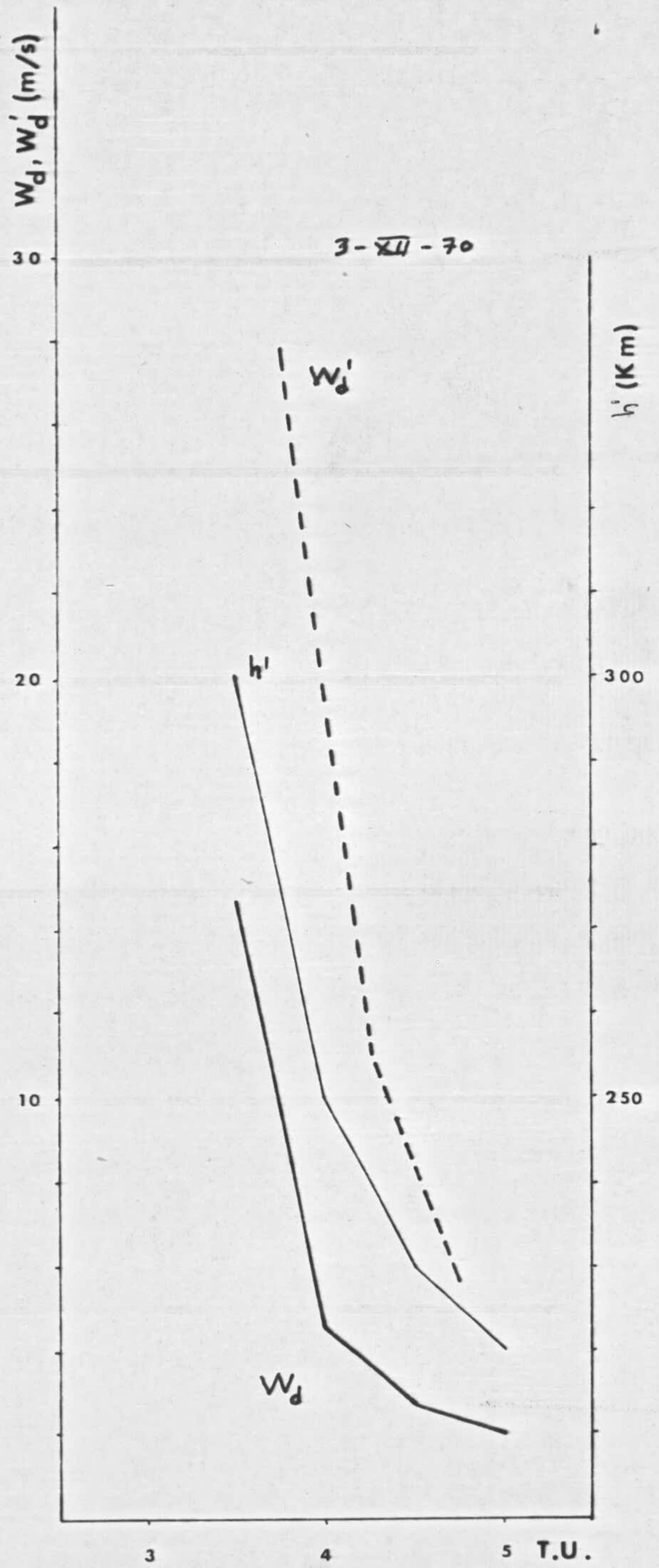


FIG. 4. 49



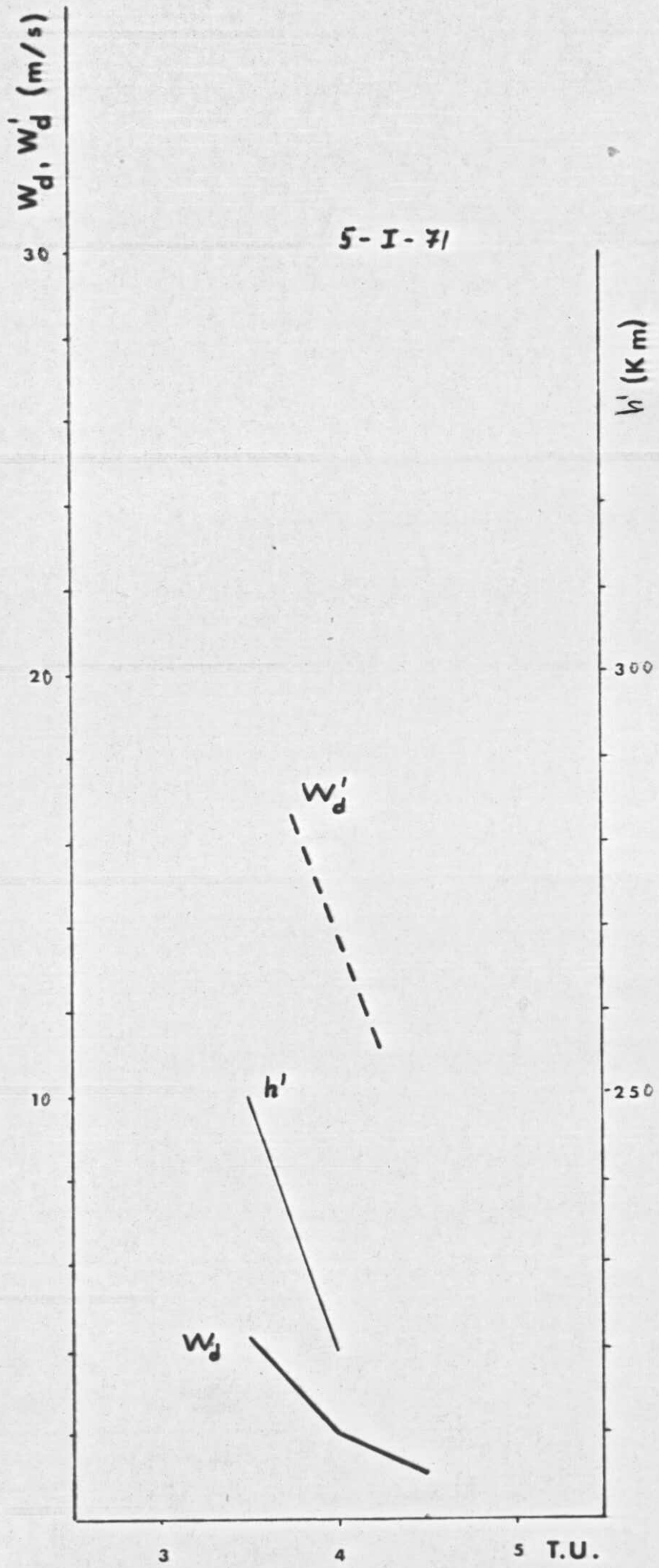


FIG. 4.50

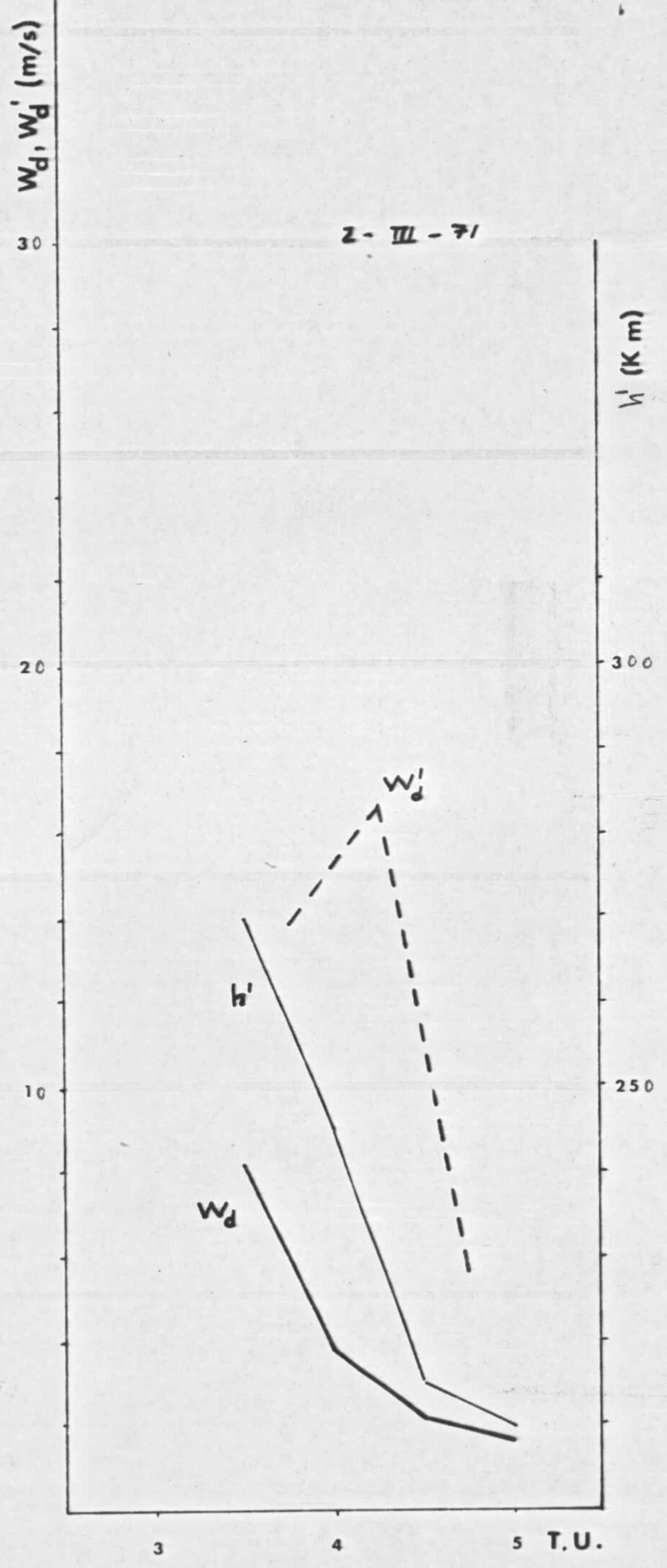


FIG. 4.51



cluyen, además, la altura virtual a cada hora, y la velocidad necesaria,  $W_d'$ , para explicar la disminución de  $h'$ . Queda claro de estas figuras que la velocidad de difusión es demasiado pequeña para hacerlo pues es tres veces o más menor que  $W_d'$ . La velocidad media de difusión,  $W_d$ , en estos días, resulta ser de 3.7 m/s, mientras que la velocidad media requerida,  $W_d'$ , es de 11.4 m/s.

#### 4.4.3.2.- La expansión y contracción de la atmósfera.

La velocidad vertical debida a este proceso es muy débil, (Thullier, 1973), por lo que, al igual que la difusión, no puede dar cuenta de intensos descensos de la capa emisora.

#### 4.4.3.3.- El campo eléctrico.

La información que tenemos de los campos eléctricos existentes en la ionosfera es muy deficiente, ya que, por un lado es difícil su medida directa, y son muy pocas las medidas indirectas realizadas; y por otro, su cálculo teórico es complicado, ya que implica un conocimiento de la conductividad de la región E y de las mareas ionosféricas. Por tanto, el valor del campo eléctrico y su comportamiento, en el momento actual, es casi desconocido. No obstante, vamos a hacer una estimación de la velocidad vertical que puede originar, a partir de la expresión debida a Baxter (1964) y con los cálculos de Woodman (1970). La velocidad debida al campo eléctrico decrece con la latitud, según

$$V = V_{eq} \cos^3 \lambda / (1 + 3 \cos^2 \lambda)^{1/2} \quad (4.20)$$

donde  $\lambda$  es la latitud y  $V_{eq}$  es la velocidad en el ecuador magnético. Según (1.88) la componente vertical de (4.20) será

$$W_e = V_{eq} \cos^2 \lambda \cos I / (1 + 3 \cos^2 \lambda)^{1/2} \quad (4.21)$$

que es independiente de la altura, de acuerdo con la observa-



ciones de Woodman. Según este autor, un campo eléctrico de  $1 \text{ mV/m}$  en el ecuador magnético induce una velocidad de  $33 \text{ m/s}$  para un campo magnético de  $30.000 \gamma$  ( $1 \gamma = 10^{-9} \text{ Wb m}^{-2}$ ). Para la latitud de Bañerma esto representa

$$W_e = 5 \text{ m/s} \quad (4.22)$$

que puede jugar un papel en el descenso de la capa F 2 cuando el campo eléctrico esté dirigido al Oeste, que es lo que indican las medidas de Woodman realizadas durante la noche. No obstante, (Harper, 1971), aunque el valor del campo eléctrico es del orden de  $1 \text{ mV/m}$ , decrece durante la noche y puede producirse una inversión en el sentido. Todo ello no nos permite asignar una influencia concreta a los descensos observados. Además parece ser que los campos eléctricos podían ser los causantes de variaciones irregulares de altura, pero no de variaciones diarias regulares (Kohl, 1974).

#### 4.4.3.4.- Los vientos neutros.

Para dar un orden de valor del efecto que los vientos neutros pueden engendrar, hemos utilizado la expresión de Rishbeth (1972)

$$\frac{\Delta Z_m}{H_i} \sim 0.9 (W_u + W_e) H_i / D_a^-(Z_m) \quad (4.23)$$

para  $\Delta Z_m < H_i$ , siendo  $\Delta Z_m$  la variación de altura del máximo de concentración,  $H_i$  la escala de altura del constituyente ionizable y  $T_i$  su temperatura,  $W_u$  y  $W_e$  la velocidad vertical debida al viento y al campo eléctrico, y  $D_a^-(Z_m)$  es el coeficiente de difusión ambipolar en la altura  $Z_m$ , es decir,

$$D_a^- = \frac{2 k T_i \sin^2 I}{m_i \nu_{in}} \quad (4.24)$$



donde  $k$  es la constante de Boltzman,  $m_i$  la masa molecular del constituyente ionizable y  $\nu_{in}$  la frecuencia de choque ión-partícula neutra, cuyo valor viene dado por (4.19). Prescindiendo del efecto del campo eléctrico, podemos calcular  $W_u$  para una altura igual a  $h'$  y con las hipótesis dadas por Thuillier (1973) que se acomodan bastante bien a la realidad. Estas hipótesis son: considerar el oxígeno atómico como el constituyente ionizable; suponer el equilibrio térmico,  $T_i = T_n$ , por lo que  $H_i = H_o = kT_n / m_o g$ ; y que los componentes neutros estén en equilibrios difusivo, por lo cual  $H_o = 2 H_{32}$ . Para el día 1-II-70 y a las 3.00 h T.U. en que se observa un descenso de 50 km, la velocidad del viento requerida para éste sería de

$$W_u \sim 17 \text{ m / s} \quad (4.25)$$

valor normal para la componente vertical, según los valores determinados en muchos trabajos. Esta velocidad implica un viento meridional de unos 40 m/s para un azimut nulo (ec.l.90), que está dentro del margen amplio de valores conocidos, dependientes de la concentración electrónica, altura, latitud, y estación del año (Kohl y col. 1967; Blum y col, 1972, Kohl, 1974).

Creemos, pues, que los descensos de la capa F 2 en el pre-crepúsculo son debidos a vientos ionosféricos como mecanismo más importante, basándonos en los siguientes puntos:

- Su regular aparición ( en un 67.9% de los días ) que implica un mecanismo sistemático.
- El que las velocidades calculadas de los vientos sean lo suficientemente intensas como para explicar importantes movimientos verticales del plasma.
- El hecho de que nuestra estación tenga una situación próxima a la zona tropical. Como ha sido confirmado anteriormente (Battaner, 1972; Quintana, 1974 ) y en este trabajo, es frecuente la aparición del borde norte del arco tropical, y es al final de la no--



che cuando inicia su tercera penetración en nuestro cielo. Esto origina aumentos de intensidad en 6300 Å mediante el mecanismo de la recombinación disociativa. Pero este aumento de intensidad es debido precisamente a un descenso de altura del plasma originado por los vientos ionosféricos, como han demostrado Thuillier y col. (1972).

4.4.4.- Temperatura electrónica.

Al estudiar la emisión pre-crepuscular queda una última cuestión; por resolver. De los días en que hay aumento de emisión (72), en 17 (23.6%) el descenso de la capa F 2 y el flujo de fotoelectrones procedentes del PMC no pueden explicar en su totalidad las intensidades registradas, considerando la indeterminación experimental.

De estos días, 7 (17%) corresponden al período I, y 10 (32%) al período II. Es evidente que, al presentarse en ambos períodos, este " exceso " de emisión no puede ser debido a ninguna causa ligada al punto magnéticamente conjugado.

Dado que el mecanismo de la recombinación disociativa no da cuenta de ellos, pensamos que la emisión podía ser debida a una excitación directa de oxígenos atómicos por electrones, como consecuencia de un aumento de la temperatura electrónica en las horas pre-crepusculares. Puesto que la concentración electrónica, en general, alcanza su valor mínimo en estas horas, la correlación existente entre la concentración de electrones y la temperatura electrónica,  $T_e$ , ( Lejeune y col., 1972; Stubbe, 1973)



apoya en principio esta suposición.

Hemos tratado de evaluar la influencia atribuible a este proceso, calculando el orden de valor de la emisión que puede originar. Según Dalgarno y col. (1963), la sección eficaz de excitación del oxígeno atómico para el estado  $1_D$  presente un máximo acusado en el intervalo de 4 a 8 eV. Para una concentración de electrones de  $N_e = 2.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ , en el pre-crepúsculo, y para una temperatura electrónica de  $3000^\circ \text{ K}$ , de acuerdo con la distribución de Maxwell, el número de electrones por  $\text{cm}^{-3}$ ,  $n$ , con una energía de  $5 \times 10^{-12}$  ergios, es  $n = 30 \text{ cm}^{-3}$ . El coeficiente de la velocidad de reacción para la excitación directa es (Duboin, 1974)

$$k = \int f(v) \sigma v dv \quad (4.26)$$

donde, de acuerdo con Bauer (1973)

$$f(v) dv = n / N_e \quad (4.27)$$

$\sigma$  la sección eficaz y  $v$  la velocidad de los electrones. Para los valores anteriores

$$\int f(v) dv = 10^{-4} \quad (4.28)$$

Como el contenido de electrones para energías mayores es despreciable, y para energías menores la sección eficaz es muy pequeña  $k$ , queda reducido a

$$k = \int f(v) \sigma v dv = 2 \times 10^{-13} \text{ cm}^3/\text{s} \quad (4.29)$$

con  $\sigma = 2 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$  (Dalgarno y col. 1963). El número de fotones por  $\text{cm}^3$  y por segundo, emitidos según esta reacción es

$$k N_e [O] = 55 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (4.30)$$



siendo  $[O]$  la concentración de átomos de oxígeno y tomando un valor medio de  $10^9 \text{ cm}^{-3}$  para el pre-crepúsculo. Considerando un espesor equivalente de la capa F 2 de 10 km para la concentración de  $2.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ , la emisión, en Rayleighs, que puede originar este proceso sería de

$$Q = 55 R$$

(4.31)

Es decir, de producirse temperaturas electrónicas de  $3000^\circ\text{K}$ , el mecanismo de emisión considerado aquí tendría una influencia comparable con la acción de los fotoelectrones procedentes del PMC. Sin embargo, no parece que esto sea así. Tomando datos de estaciones con latitud mayor y menor que la nuestra,  $T_e$  no alcanza tan elevados valores. Lejeune y col. (1972) en Malvern ( $52^\circ, 1 \text{ N}$ ;  $2^\circ, 3 \text{ W}$ ), obtienen, para una altura de 280 km, temperaturas electrónicas no superiores a los  $2000^\circ\text{K}$ , en el pre-crepúsculo. En Saint Santin ( $44^\circ, 6 \text{ N}$ ;  $2^\circ, 2 \text{ E}$ ), para 275 km de altura,  $T_e$  no supera los  $1500^\circ\text{K}$ . Wickwar (1971) en Arecibo ( $18^\circ, 4 \text{ N}$ ;  $66^\circ, 9 \text{ W}$ ), para 305 km, mide temperaturas electrónicas que no sobrepasan los  $1400^\circ\text{K}$  el día 19-enero-70, y para 293 km, una temperatura  $T_e$  máxima de  $1700^\circ\text{K}$  en el pre-crepúsculo, el día 23-enero-70. Parece, en consecuencia, que este mecanismo no es influyente en la emisión, dado que por debajo de los  $3000^\circ\text{K}$  la intensidad que puede originar la excitación directa no es observable.

De cualquier modo, estos aumentos que estamos estudiando nos parecen ligados a los mecanismos del mantenimiento de la ionización en la región F 2 durante la noche, del cual no se ha dado hasta el momento una explicación satisfactoria. De entre las diversas hipótesis, con alguna consistencia, que se han propuesto para explicar esta reserva nocturna de ionización: radiación corpuscular (Titheridge, 1968 b); flujo de plasma desde el PMC (Rishbeth, 1968); arrastre electrodinámico del plasma (Van Zandt y col. 1968); acción de los vientos ionosféricos (Kehl y col. 1968) y difusión de ionización desde la magnetosfera (Evans,



1965; Da Rosa y col. 1967; Titheridge, 1968 a, b) es la última la que nos parece que mayor influencia puede tener en conexión con nuestro problema. No obstante, su comprobación cae fuera - de nuestro alcance.



C O N C L U S I O N E S



C O N C L U S I O N E S  
=====

- 1) Para el factor A de la expresión de Barbier hemos obtenido un valor medio de  $27 \text{ R/MHz}^2$ , superior al reseñado en otros trabajos. Ello es consecuencia de haber utilizado un modelo de variación térmica que tiene en cuenta las influencias solares, geográficas y geomagnéticas sobre la temperatura atmosférica.
  
- 2) El factor A antes mencionado, no tiene dependencia estacional, geomagnética, ni solar.
  
- 3) El término aditivo B de la expresión de Barbier tampoco tiene dependencia estacional ni solar, pero sí geomagnética, aunque no muy acusada, lo cual puede explicarse por la presencia de arcos M.
  
- 4) La hipótesis del modelo de Barbier de que la concentración de iones  $O^+$  es igual a la concentración electrónica, puede admitirse como válida en nuestra estación, ya que el máximo de concentración de electrones de la región F 2 está situado por encima de los 250 km de altura.



- 5) No es admisible la hipótesis de la ausencia de desactivación por choque de  $O(^1D)$  por  $N_2$  y  $O_2$ , ya que en nuestra estación y, en general, para un valor mínimo de  $800^\circ K$  de la temperatura exosférica, la desactivación puede ser importante - por debajo de los 300 km de altura.
  
- 6) El rápido decrecimiento de la intensidad durante el post-crepúsculo, en ausencia de fenómenos sobrepuestos, es atribuible, no sólo a un descenso en la concentración de electrones, sino - fundamentalmente, a la elevación de la capa F 2 debido a vientos ionosféricos.
  
- 7) El estudio del post-crepúsculo nos permite afirmar que en un 56.5% de las noches, el modelo de Barbier proporciona una sobrevaloración de la in intensidad.
  
- 8) Para explicar este hecho, hemos calculado la influencia de la desactivación en esta zona de la - noche, la cual resulta ser importante como consecuencia de estar la capa F 2 a baja altura y ser alta la temperatura exosférica, dando cuenta de - la sobrevaloración del modelo de Barbier.



- 9) La sobrevaloración de la intensidad a que puede dar lugar la aplicación de éste modelo está en razón directa con el cociente entre la temperatura de la zona ionosférica considerada y la altura de la capa F 2.
  
- 10) El estudio de la desactivación durante toda la noche indica que ésta es importante en las primeras horas, prácticamente nula en la zona central; y reducida en el pre-crepúsculo, en ausencia de notables descensos de la región F 2.
  
- 11) El cociente entre el número de fotones emitidos en  $6300 \text{ \AA}$  por segundo, con y sin desactivación - por choques, alcanza valores próximos a la unidad ( para una altura correspondiente al máximo de concentración electrónica) en la zona central de la noche, lo cual implica que es en esta zona donde el modelo de Barbier tiene mayor validez, no sólo por no existir la presencia sistemática de fenómenos diferentes a la emisión nocturna, - sino porque la influencia de la desactivación - puede considerarse poco significativa.
  
- 12) En la emisión pre-crepuscular se observa un aumento de intensidad en un 88.9% de los días, considerando todas las estaciones del año, invirtiéndose la característica del post-crepúsculo, es decir, en un 87.6% de las noches, la intensidad real



fué igual o superior a la determinada teóricamente según el modelo de Barbier.

- 13) En el período comprendido entre el 15 de noviembre y el 15 de marzo, la hora de comienzo del aumento de intensidad real está correlacionada con la hora en que la depresión solar en el punto magnéticamente conjugado es de  $12^{\circ},4$ . No hay correlación, sin embargo, entre el valor de la depresión solar, en el PMC a la hora del aumento de la intensidad real ni con  $k_p$ , ni con el flujo solar  $F_{10.7}$ , y sí existe correlación con la frecuencia crítica de la capa F 2.
  
- 14) Hemos calculado el flujo de fotoelectrones, procedentes del PMC, necesario para producir los aumentos de intensidad observados. Estos flujos resultan ser notablemente superiores a los valores experimentales reseñados en la bibliografía. El valor esperado de la intensidad originada por los fotoelectrones es de 51 R, con una desviación típica de 14 R, valor muy inferior a los observados en la mayor parte de los días. Por consiguiente, los fotoelectrones suponen una contribución a la emisión pre-crepuscular, pero no la más importante.
  
- 15) En más de la mitad de los días, el descenso de altura de la capa F 2, que lleva consigo un aumento de la recombinación disociativa, explica el fenómeno observado en el pre-crepúsculo. Este descenso, -



en consecuencia, es su principal origen, por lo que la recombinación disociativa es el mecanismo de mayor importancia en los aumentos de intensidad observados.

- 16) Los descensos de la capa F 2 en el pre-crepúsculo están principalmente gobernados por los vientos ionosféricos, en conexión con la frecuente presencia del borde norte del arco tropical en esas horas finales de la noche, siendo pequeña la influencia de la difusión del plasma debida a gradientes de presión, y de la contracción atmosférica, y difícil de estimar la acción de campos eléctricos.
  
- 17) En un 23.6% de los días en que hubo aumento de intensidad real, el descenso de la capa F 2 y la acción de los fotoelectrones procedentes del PMC ( en el período I) no pueden explicar en su totalidad la emisión. Hay que admitir, en consecuencia, otro mecanismo actuante. Si éste tiene su origen en aumentos de la temperatura electrónica, ésta debería alcanzar valores de, al menos,  $3000^{\circ}\text{K}$  no observados por otros investigadores. Es posible, por tanto, que la emisión esté ligada a alguno de los mecanismos de mantenimiento de la ionización, durante la noche, de la región F 2, mecanismos que, hasta el momento, no son bien conocidos.



B I B L I O G R A F I A



B I B L I O G R A F I A

- BANKS, P. M. y  
NAGY, A.F. 1970 J. Geophys. Res. 75, 1902
- BARBIER, D. 1957 Compt. Rendues. 243, 1955
- BARBIER, D. 1958 Ann. Geophys. 14, 334
- BARBIER, D. 1959 Ann. Géophys. 15, 179
- BARBIER, D. 1960 Ann. Géophys. 16, 544
- BARBIER, D. 1961 Ann. Géophys. 17, 3
- BARBIER, D. 1963 Planet. Space Sci. 10, 29,
- BARBIER, D. y  
GLAUME, J. 1962 Planet. Space Sci. 9, 133
- BARBIER, D.,  
ROACH, F.E. y  
STEIGER, W.R. 1958 J. Res. Nat. Bur. Stand. 66 D. 145
- BATTANER, E. 1969 Memoria de Licenciatura. Universi-  
dad de Madrid.
- BATTANER, E. 1972 Tesis Doctoral. Universidad de -  
Granada.
- BATTANER, E. y  
PARDO, G. 1972 (a) Ann. Géophys. 28, 735
- BATTANER, E. y  
QUINTANA, J.M. 1972 (a) Ann. Géophys. 28, 729
- BATTANER, E., 1975 J. Atmos. Terr. Phys. 37
- BAUER, S.J. 1973 "Physics of Planetary Ionospheres".  
Springer-Verlag.
- BAXTER, R.G. 1964 J. Atmos. Terr. Phys. 26, 711.
- BECKER, W. "Introductions for the Scaling of Iono-  
grams". Max-Planck Institut fur Physik -  
der Ionosphere. Lindau/Harz. Germany.



BELLEW, W. y SILVERMAN, S.	1966	Planet. Space Sci. 14, 407
BIONDI, M.A.	1969	Can. J. Chem. 47, 1711
BROWN, W.E. y STEIGER, W.R.	1972	Planet. Space Sci. 20, 11
BLUM, P.W. y HARRIS, I.	1972	COSPAR, Madrid, Spain. May
BUKIN, G.V., YEVZOVICH, N.P., KATSENEL'SON, I.B., SUKHORUKOVA, E.V., YELIZAR'YEV, Yu. N. y SHATKHIN, Kh. Z.	1968	Geomagnetism and Aeronomy. 8 752
CAMPBELL, W.H. y MATSUSHITA, S.	1967	J. Geophys. Res. 72, 3518
CARLSON, H.C.	1966	J. Geophys. Res. 71, 195
CARLSON, H.C.	1972	Ann. Géophys. 28, 179
CARLSON, H.C. y WEILL, G.M.	1967	Ann. Geophys. 23, 569
CARMANN, E.H., HATZOPOULOS, G.J. y HEERAN, M.P.	1969	Planet. Space Sci. 17, 1677
CLARK, I.D. y NOXON, J.F.	1972	J. Chem. Phys. 57, 1033
COGGER, L.L. y SHEPHERD, G.G.	1969	Planet. Space Sci. 17, 1857
COLE, K.D.	1965	Ann. Géophys. 21, 156
COLE, K.D.	1965	J. Geophys. Res. 70, 1689
CHAMBERLAIN, J.W.	1961	"Physics of the Aurora and Airglow". Academic Press.
CHAPMAN, S.	1931	Proc. Phys. Soc. 43, 26
CHAPMAN, S.	1931	Proc. Phys. Soc. 43, 433
DALGARNO, A.	1964	Ann. Géophys. 17, 16



- DALGARND, A., 1963 Planet. Space Sci. 11, 463  
 McELROY, M.B. y  
 MOFFETT, R.J.
- DALGARNO, A. y 1965 J. Atmos. Sci. 21, 463  
 WALKER, J.C.G.
- DA ROSA, A.V. y 1967 J. Geophys. Res. 72, 1829  
 SMITH, F.L.
- DEEHR, C.S. 1969 Ann. Géophys. 25, 867.
- DELSEMME, A. y 1960 Ann. Géophys. 16, 507  
 DELSEMME, D.
- DNA Reaction Rate Handbook 1972 D.D. Nuclear Information Center, General Electric, Santa Barbara, California.
- DONAHUE, M.A. 1968 Science, 159, 489
- DOUGHERTY, J.P. 1961 J. Atmos. Terr. Phys. 20, 167
- DUBOIN, 1974 These de Doctorat d'Etat. Universite Paris.
- DUBOIN, M.L., 1968 J. Atmos. Terr. Phys. 30, 299.  
 LEJEUNE, B.,  
 PETIT, M. y  
 WEILL, G.
- DUNKIN, D.B., 1968 J. Chem. Phys. 49, 1365  
 FEHSENFELD, F.C.,  
 SCHMELTEKOPF, A.L. y  
 FERGUSON, E.E.
- EVANS, J.V. 1965 J. Geophys. Res. 70, 4331
- FISHKOVA, L.M. y 1972 Ann. Géophys. 28, 497  
 MATESHUILI, Yu. D.
- FITE, W.L. 1969 Can. J. Chem. 47, 1797
- FONTHEIM, E.G., 1968 Ann. Géophys. 24, 489  
 BEUTLER, A.E. y  
 NAGY, A.F.
- FRIEDMAN, H. 1960 "Physics of the Upper Atmosphere"  
 (J.A. Ratcliffe, ed.) Academic Press.  
 p. 133.



- GALDON, E. 1959 Urania, 44. n° 249
- GEISLER, J.E. y BOWHILL, S.A. 1965 J. Atmos. Terr. Phys. 27, 457
- GONZALEZ C.F. 1971 Memoria de Licenciatura. Universidad de Granada.
- GONZALEZ, C.F. 1974 Urania, 59, n° 279, 189
- BATTANER, E. y PARDO, G.
- GULLEDGE, I.S. 1968 J. Geophys. Res. 73, 5535
- PACKER, D.M., TILFORD, S.G. y VANDERSLICE, J.T.
- HANSON, W.B. 1963 Space Res. 3, 282
- HARPER, R.M. 1971 Ph. D. Thesis. Rice University. Houston. Texas.
- HEIKKILA, W.J. 1970 J. Geophys. Res. 75, 4877
- HERNANDEZ. G. 1972 J. Geophys. Res. 77, 3625
- HINES, C.D. 1960 Can. J. Phys. 38, 1441
- HOLMES, J.C., JOHNSON, C.Y. y YOUNG. J.M. 1965 "Space Research V" ("Ionospheric Chemistry") (ed. by P. Muller) North-Holland Publ. Co.
- HUNTEN, D.M. 1964 Applied Optics, 3. 167
- HUNTEN, D.M. 1965 J. Roy. Astr. Soc. Canada. 59, n° 5
- HUNTEN, D.M. 1967 Space Sci. Rev. 6, 493
- HUNTEN, D.M. y McELROY, M.E. 1966 Rev. Geophys. 4, 303
- HURUHATA, M., NAKAMURA, T., TANABE, H, y TOHMATSU, T. 1959 Rep. Ionos. Space Res. Japan. 13, 283
- INGHAM, M.F. 1969 Mon. Not. R. Astr. Soc. 145, 389
- JACCHIA, I.G. 1971 Smithsonian Astrophysical Observatory Special Report 332.



JOHNSON, M. H. y HULBURT, E.O.	1950	Phys. Rev. 79, 802
KOHL, H.	1974	"Winds and Electric Fields in the - Upper Atmosphere" Summer Advanced S Study Institute. Liege. Belgium. July.
KOHL, H. y KING, J.W.	1967	J. Atmos. Terr. Phys. 29, 1045
KOHL, H., KING, J.W. y ECCLES, D.	1968	J. Atmos. Terr. Phys. 30, 1733
KOHL, H., KING, J.W. y ECCLES, D.	1969	J. Atmos. Terr. Phys. 31, 1011
LEJEUNE, G. y TAYLOR, G.N.	1972	Planet. Space Sci. 20, 1061
MATUURA, R.	1972	Space Sci. Rev. 13, 124
MEGILL, L. R. y CARLENTON, N.D.	1964	J. Geophys. Res. 69, 101
MEHR, F.J. y BIONDI, M.A.	1969	Phys. Rev. 181, 264
NAGY, A.F. y BANKS, P.M.	1970	J. Geophys. Res. 75, 6260
NELSON, G.J. y COGGER, L.L.	1971	J. Atmos. Terr. Phys.
NGUYEN-HUU-DOAN	1970	Ann. Géophys. 26, 783
NICHOL, D.G.	1970	Planet. Space Sci. 18, 1335
NOXON, J.F.	1970	J. Chem. Phys. 52, 1852
NOXON, J.F. y JOHANSON, A.E.	1970	Planet. Space Sci. 18, 1367
OKUDA, M. y MISAWA, K.	1960	Rep. Iones. Space, Res. Japan. 22, 1
PAL, S.R.	1972	Ann. Géophys. 28, 51
PAL, S.R. y KULKARNI, P.V.	1968	Ann. Géophys. 24, 399



PETERSON, V.L.	1968	Ann. Géophys. 24, 1.
PETERSON, V.L. VAN ZANDT, T.E. y NORTON, R.B.	1966	J. Geophys Res. 71, 2255
QUINTANA, J.M.	1974	Tesis Doctoral. Universidad de - Granada.
RAO, B.C.N. y DONLEY, J.L.	1969	J. Geophys' Res' 71, 1715
RATCLIFFE, J.A. y WEEQES, K.	1960	"Physics of the Upper Atmosphere" (J.A. Ratcliffe, ed.) Academic - Press. p. 377
RISHBETH, H.	1967	Procc. IEEE. 55. 16
RISHBETH, H.	1968	Rev. Geophys. 6, 33
RISHBETH, H.	1972	J. Atmos. Terr. Phys. 34, 1
RISHBETH, H. y GARRIOT, O.K.	1969	"Introduction to Ionospheric Phy- sics" Academic Press.
ROACH, F.E. y BARBIER, D.	1950	Trans. Amer. Geophys. Union. 31,7
ROACH, F.E. y ROACH, J.R.	1963	Planet. Space Sci. 11, 523
ROACH, F.E. y SMITH, L.L.	1967	"Aurora and Airglow" (B.M. McCormac, ed.) Reinhold Publ. Co. p. 29
ROACH, F.E., STEIGER, W.R. y BROWN, W.E.	1964	Hawaii inst. Geophys. Rept. HIG-64-16
SAXENA, P.P.	1972	Ann. Géophys. 28, 843
SCHAEFFER, R.C.	1971	J. Atmos. Terr. Phys. 33, 437
SCHUNK, R.W. y HAYS, P.B.	1971	Planet. Space Sci. 19, 113
SCHUNK, R.W. y WALKER, J.C.G.	1973	Planet. Space Sci. 21, 1875
SEATON, M.J.	1965	J. Atmos. Terr. Phys. 5, 289
SEATON, M.J.	1956	"The Airglow and the Aurorae" (E.B. Armstrong and A. Dalgarno, eds.) Pergamon Press. p. 225.



- SEATON, M.J. 1956 "The Airglow and the Aurorae" (E.B. Armstrong and A. Dalgarno, eds.) Pergamon Press. p. 289
- SIPLER, D.P. y BIONDI, M.A. 1972 J. Geophys. Res. 77, 6202
- SKINNER, N.J. y KELLEHER, R.F. 1971 Ann. Géophys. 27, 181
- SMITH, D. y FOURACRE, R.A. 1968 Planet. Space Sci. 16, 243
- STUBBE, P. 1968 J. Atmos. Terr. Phys. 30, 1965
- STUBBE, P. 1973 Pennsylvania State University Report PSU-IRL-SCI 418
- STUBBE, P. 1974 "Atmospheric and Ionospheric Models: F Region". Summer Advanced Study Institute. Liege. Belgium. July.
- SWIDER, W. 1967 "Space Research VII". (ed. by R.L. Smith-Rose) North - Holland Publ. Co. p. 516
- TAKECHI, A. 1973 Rep. Ionos. Space. Res. Japan. 27, 183
- THUILLIER, G. 1973 These de Doctorat d'Etat. Université Paris.
- THUILLIER, G. y BLAMONT, J.E. 1972 Service d'Aéronomie du CNRS. Rapport n° 17-G-72
- TITHERIDGE, J.E. 1968 (a) J. Geophys. Res. 73. 2985
- TITHERIDGE, J.E. 1968 (b) J. Atmos. Terr. Phys. 30, 1857
- TORR, M.R. 1969 Nature. 223, 282
- URSI HANDEOOK OF IONOGRAM INTERPRETATION AND REDUCTION 1961 (ed. by W.R. Piggott and K. Rawer) Elsevier. Publ. Co.
- VAN RHIJN, P.J. 1921 Publ. Astr. Lab. Groningen. n°31, 1
- VAN ZANDT, T.E. y PETERSON, V.L. 1968 Ann. Géophys. 24, 747
- WALKER, J.C.G. y REES, M.H. 1968 Planet. Space Sci. 16, 915



WICKWAR, V.S.	1971	Ph. D. Thesis. Rice University. Hous <u>ton</u> . Texas.
WICKWAR, V.B.	1972	Ann. Géophys. 28, 187
WICKWAR, V.B.	1972	Ann. Géophys.
WICKWAR, V.B., COGGER, L.L. y CARLSON, H.C.	1974	Planet. Space Sci. 22, 709
WOODMAN, R.F.	1970	J. Geophys. Res. 75, 6249
YNGVESSON, K.D. y PERKINS, F.W.	1968	J. Geophys. Res. 73, 97
ZIPF, E.C.	1970	Bull. Am. Phys. Soc. 15, 418.



DILIGENCIA:

Reunido el Tribunal examinador en el día de la fecha, constituido por:

- D. Gerardo Pardo Sánchez
- D. Manuel Rodríguez Gallego
- D. Francisco Sánchez Martínez
- D. José Barcala Herrera
- D. Manuel Tello Feau

para juzgar la Tesis Doctoral del Licenciado Don Carlos F. González Fernández.

Se acordó por unanimidad otorgar la calificación de Sobresaliente Cum Laude.

para que conste, se extiende firmada por los componentes del Tribunal, la presente diligencia.

Granada, a 23 de Junio de 1975.

El Secretario,

El Presidente,

El Vocal,

El Vocal,

El Vocal,



Biblioteca Universitaria de Granada



01052642