



UNIVERSIDAD COMPLUTENSE

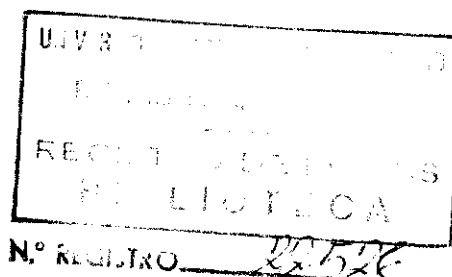


5314279653

TI-1994 3

FACULTAD DE CIENCIAS FISICAS
UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID
Madrid 1994

**ESTUDIO DE LA FOTODESORCION INDUCIDA
EN METALES POR
RADIACION DE SINCROTRON:
APLICACION AL "LARGE HADRON COLLIDER"**



Memoria presentada por
D. Jesús Gómez Goñi
para optar al grado de
Doctor en Ciencias Físicas y
dirigida por el Dr. Alastair G. Mathewson

Agradecimientos

Esta tesis es el resultado del trabajo realizado en el grupo de vacío de la división de Tecnología de Aceleradores (AT) del Laboratorio Europeo de Física de Partículas (CERN). Terminarla no hubiera sido posible sin el apoyo y aliento de muchas personas que me gustaría mencionar aquí.

Al Dr. Alastair Mathewson, jefe de la sección de vacío del LHC y director de este trabajo, por su atención y sus continuos consejos, que han hecho llegar a la nave a buen puerto,

Al Dr. Hans Peter Reinhard, director del grupo de vacío cuando llegué al CERN, hace ya casi cuatro años, por su calurosa acogida y por autorizar la realización de esta tesis doctoral en el grupo de vacío,

Al Dr. Oswald Gröbner, director del grupo de vacío y parte activa del subgrupo que ha llevado a cabo todas las experiencias de radiación de sincrotrón por sus siempre acertadas opiniones y comentarios sobre el trabajo en marcha,

Al Dr. Roger Calder por haberme ilustrado en este campo tan fascinante del ultra alto vacío. Sus oportunas observaciones siempre han hecho surgir nuevas preguntas, reflexiones e ideas,

Al Dr. Alain Poncet, por su gran interés y apoyo durante toda la realización de esta tesis,

A los componentes de la sección de vacío del LHC, André Grillot, David Godden, Vincent Baglin, y Erik Wallén, por su continua ayuda con los sucesivos montajes experimentales y por su continuo apoyo,

A todos los miembros del grupo de vacío que me han ayudado desde el comienzo de este trabajo. Ellos han conseguido un verdadero clima de entendimiento y espíritu de colaboración que me han ayudado a remontar las dificultades que han ido surgiendo,

A Jean Pierre Potier y el equipo de operadores de EPA que han conseguido optimizar la operación del acelerador para llevarlo más allá de los límites previstos en el diseño de la máquina,

Al Dr. Jordi Fraxedas por las numerosas y edificantes discusiones que hemos mantenido y su cuidadosa lectura de las sucesivas versiones de esta memoria,

A Ulpiano Ruiz-Rivas por las discusiones que siempre hemos mantenido, pero sobre todo por haber sido mi pareja de mus,

A Isabel por su continuo apoyo y ayuda y por su lectura crítica de toda esta memoria,

A la Universidad Politécnica de Madrid, y, muy especialmente a mis compañeros del Departamento por haberme permitido y animado a realizar este trabajo en el CERN,

A todo el grupo de españoles del CERN, que han contribuido a que mi estancia allí haya sido una experiencia inolvidable. Las salidas de esquí, las excursiones y las partidas de mus también han contribuido a animarme a concluir este trabajo,

A Maureen Prola-Tessaur y Rosine Leseche, secretarias del grupo de vacío, que han facilitado mi estancia allí,

Por último, al Prof. José Luis Vicent López, mi tutor y ponente de esta tesis, por su amabilidad, su apoyo y sus consejos, que han facilitado enormemente la tarea.

Capítulo 1: El Large Hadron Collider (LHC).....	7
1.1. Motivaciones físicas del LHC.....	8
1.2. Descripción del colisionador.....	12
1.2.1. Descripción general.....	12
1.2.2. Luminosidad.....	14
1.2.3. Optica del haz.....	14
1.2.4. Imanes.....	15
1.2.5. Radiación de sincrotrón.....	16
1.2.6. Criogenia.....	18
1.2.7. Cavidades de radiofrecuencia.....	18
1.2.8. Complejo de inyectores.....	19
1.3. Sistema de vacío.....	20
1.3.1. Descripción general.....	20
1.3.2. Descripción de la cámara de vacío.....	21
1.3.3. Pantalla del haz.....	22
1.3.4. Orificios de la pantalla.....	23
Indice de figuras.....	25
Capítulo 2: Características de los sistemas de vacío de los aceleradores.....	35
2.1. Sistemas de vacío en condiciones estáticas.....	36

2.1.1. Descripción general de los sistemas de vacío	36
2.1.2. Presión de equilibrio	37
2.1.2. Estructura microscópica.....	38
2.1.3. Métodos de limpieza	38
2.1.4. Efecto de la conductancia limitada sobre la presión	39
2.2. Sistemas de vacío de aceleradores en condiciones dinámicas	42
2.2.1. Desorción inducida por fotones	43
2.2.2. Desorción inducida por iones.....	44
2.2.3. Desorción inducida por electrones: 'Multipactoring'	47
2.4. Sistema de vacío del LHC	49
2.4.1. Condiciones estáticas de presión.....	49
2.4.2. Condiciones dinámicas de presión	51
i) Efecto de la radiación de sincrotrón	51
ii) Desorción inducida por iones	51
iii) "Multipactoring"	52
iv) Presión de vapor.....	53
Indice de figuras.....	54
Capítulo 3: Desorción inducida por fotones.....	61
3.1. Descripción del sistema experimental.....	63
3.1.1. El acumulador de electrones y positrones (EPA)	63

3.1.2. Radiación de sincrotrón	63
3.1.3. Alineamiento.....	64
3.1.4. Sistema de bombeo.....	65
3.1.5. Sistema de medida.....	65
3.2. Calibración del manómetro Bayard-Alpert.....	66
3.3. Calibración del analizador de masas	67
3.3.1. Consideraciones generales.....	67
3.3.2. Descripción del método de calibración	68
3.4. Descripción del método de análisis.....	71
3.5. Tratamiento de los materiales.....	74
3.5.1. Acero inoxidable 316 L+N.....	74
3.5.2. Cobre OFHC (Oxigen Free High Conductivity).....	75
3.5.3. Cobre Electrodepositado.....	76
3.5.4. Aluminio.....	77
3.6. Dependencia del coeficiente de fotodesorción con la energía crítica.....	78
3.6.1 Acero inoxidable 316 L+N	78
3.6.2. Cobre OFHC.....	79
3.6.3. Cobre Electrodepositado.....	80
3.6.4. Aluminio.....	81

3.7. Dependencia del coeficiente de fotodesorción con el tratamiento del material.....	82
3.7.1. Cobre OFHC.....	82
3.7.2. Cobre electrodepositado	84
3.7.3. Aluminio.....	86
3.8. Dependencia del coeficiente de fotodesorción con la dosis: efecto de limpieza	86
3.9. Producción de fotoelectrones	88
3.9.1. Dependencia del aumento de presión con la corriente de fotoelectrones	88
3.9.2. Dependencia de la corriente de fotoelectrones con la energía crítica.....	92
3.9.3. Dependencia de la corriente de fotoelectrones con la intensidad del haz	94
Indice de figuras	95
Capítulo 4: Desorción inducida por electrones.....	120
4.1. Sistema experimental.....	121
4.1.1. Descripción del sistema.....	121
4.1.2. Tratamiento del material.....	122
4.1.3. Calibración y método de análisis	122
4.1.4. Energía de los electrones.....	123
4.2. Dependencia de los coeficientes de electrodesorción con la temperatura	124

4.2.1. Acero Inoxidable.....	124
4.2.2. Cobre OFHC.....	127
4.2.3. Aluminio.....	127
4.3. Dependencia de los coeficientes de electrodesorción con la dosis y la temperatura.	128
4.3.1. Acero inoxidable.....	128
4.3.2. Cobre OFHC.....	131
4.3.3. Aluminio.....	133
4.3.4. Conclusiones	136
4.4. Modelo de difusión.....	137
4.4.1. Descripción del modelo	137
4.4.2. Comparación entre los coeficientes de fotodesorción y de electrodesorción.....	146
Indice de Figuras.....	149
Capítulo 5: Aplicación al Large Hadron Collider (LHC)	166
5.1. Experiencias de fotodesorción a 4.2 K.....	167
5.1.1. Experimentos en BNL	167
5.1.2. Experimentos en BINP	168
i) Experimento sin pantalla de haz.....	168
ii) Experimento con pantalla de haz	169
5.2. Modelos teóricos	170

5.2.1. Tubo corto sin pantalla de haz ($Ch = 0$).....	174
5.2.2. Tubo largo sin pantalla de haz ($Ch = 0$)	175
5.2.3 Tubo con pantalla de haz ($Ch \neq 0$)	177
5.3. Aplicación al sistema de vacío del LHC	177
5.3.1. Comparación entre los coeficientes de fotodesorción a temperatura ambiente y 4.2 K	178
5.3.2. Comportamiento de la densidad durante la inyección.....	178
5.3.3. Evolución temporal de la densidad en el LHC.....	179
i) Pantalla sin orificios a 4.2 K.....	181
ii) Pantalla con orificios a 4.2 K	183
Indice de figuras	185
Conclusiones	195
Apéndice A.....	199
Apéndice B	203
Bibliografía.....	206

INTRODUCCION

El Laboratorio Europeo de Física de Partículas (CERN), situado en la frontera franco-suiza, en las inmediaciones de Ginebra, proyecta construir un colisionador de protones de alta energía (14 TeV en el centro de masas) y alta luminosidad ($10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$). Este colisionador, llamado el Large Hadron Collider (LHC), tiene como objetivo profundizar en el estudio de la estructura más íntima de la materia, recreando las condiciones que existieron en el Universo cuando tan sólo habían transcurrido 10^{-12} s después del "Big Bang", cuando la temperatura era de aproximadamente 10^{16} grados [LHC, 91] [LHC, 92]. El LHC se instalará en el mismo túnel que el colisionador de electrones y positrones LEP (Large Electron Positron). El hecho de contar con los dos aceleradores LHC y LEP, permitirá el estudio de las colisiones electrón-protón e ión-ión, tras su utilización como colisionador de protones.

La elevada energía de los protones acelerados y la gran luminosidad hacen que el LHC sea el primer acelerador de protones que emite radiación de sincrotrón en gran cantidad. Si bien la energía característica de dicha radiación no es tan elevada como la correspondiente a los aceleradores de electrones y/o positrones existentes, podría producir la desorción de un gran número de moléculas adsorbidas en la superficie interior del sistema de vacío. Este efecto será el que determine la presión de gas en el interior del tubo de vacío especialmente en los instantes iniciales de operación del colisionador.

El número de colisiones de las moléculas del gas residual con el haz de protones es proporcional a la presión, de modo que un aumento excesivo de la presión podría provocar la dispersión de un gran número de protones, reduciendo la luminosidad.

Adicionalmente el hecho de que el LHC esté diseñado para trabajar con imanes superconductores a temperatura de He líquido superfluido (1.9 K), si bien puede resultar una bomba criogénica de gran capacidad y velocidad de bombeo, representa igualmente una complicación para el sistema de vacío del colisionador.

La energía depositada por la radiación de sincrotrón es lo suficientemente elevada para que sea imposible su absorción por las paredes a 1.9 K, por lo que será necesario introducir en el interior una pantalla de absorción de radiación de sincrotrón que opere a temperaturas de He líquido normal (4.2 K). Las moléculas de gas desorbidas por efecto de la radiación de sincrotrón son rápidamente adsorbidas a las paredes del sistema, formando una capa en la superficie. Cuando este recubrimiento llega a una monocapa de gas, puede

provocar aumentos exponenciales de la presión, ya sea por efecto del bombardeo de iones o por la presión de vapor correspondiente a la temperatura de la pantalla.

Por lo tanto, es esencial para la operación del colisionador una descripción cuantitativa de la desorción inducida por radiación de sincrotrón en el rango de energías características de la radiación de sincrotrón emitida por el LHC. Si bien en la Literatura existen abundantes medidas experimentales de la desorción inducida por radiación de sincrotrón, éstas están realizadas para energías críticas al menos un orden de magnitud mayores que las que serán accesibles para LHC, ya que han sido realizadas para el diseño de aceleradores de electrones y/o positrones, que tienen energías críticas más elevadas que el LHC.

Pero en el estadio de diseño en el que se encuentra el proyecto en estos momentos y cuando hay en marcha prototipos que simulen lo más fielmente posible el comportamiento del colisionador, no parece adecuado limitarse a cuantificar sin más el número de moléculas desorbidas por la radiación de sincrotrón para el material elegido para la superficie interior del LHC y para la energía de operación de la máquina. Conviene estudiar en profundidad la desorción inducida por radiación de sincrotrón en el rango de energías cercanas a la de operación, ya que es necesario estudiar los efectos producidos mientras las partículas son aceleradas (fase de inyección) y los parámetros del diseño pueden sufrir modificaciones de aquí a la fase de construcción.

En este trabajo hemos estudiado la dependencia de la desorción inducida por radiación de sincrotrón con los parámetros característicos de esta radiación, como la energía crítica de dicha radiación. Hemos elegido aquellos materiales que o bien son susceptibles de ser elegidos en el diseño final, o pueden constituir una referencia para comparar los resultados experimentales obtenidos con los existentes en la Literatura a energías más altas. Esto podría permitir un estudio global de la dependencia del coeficiente de fotodesorción con la energía crítica en un amplio rango de energías críticas.

Es asimismo importante evaluar el efecto de diversos tratamientos de limpieza de la cámara de vacío sobre los coeficientes de fotodesorción, para tratar de reducir en lo posible el aumento de presión generado por la radiación de sincrotrón. Hay que señalar que el LHC es un verdadero proyecto multidisciplinar, en el que un cambio en un subsistema puede afectar a otros subsistemas. La elección del material interior y del tratamiento de limpieza

necesario para reducir la fotodesorción no depende exclusivamente del diseño del sistema de vacío.

En efecto, los haces de protones inducen corrientes que viajan por la pared del tubo de vacío a la misma velocidad del haz. Para evitar un excesivo calentamiento de las paredes es necesario reducir su impedancia. Por tanto, es necesario reducir la resistencia del material en el interior del tubo. Aquellos tratamientos que aumenten dicha impedancia hasta los límites razonables, no serán, pues, posibles. Sin embargo, algunos de estos tratamientos pueden ser interesantes para estudiar el efecto del cambio en la estructura en la fotodesorción inducida en dicha superficie.

La comprensión profunda de la fotodesorción ha sido otra de las preocupaciones esenciales de este trabajo. En la Literatura se encuentran numerosas referencias que describen la fotodesorción como un proceso en dos etapas: la primera en la que el fotón arranca un electrón de la superficie del material y éste desorbe la molécula de gas adsorbida [Fisher, 65][Bernardini, 65][Gröbner, 89][Gómez-Goñi, 93]. Se ha estudiado la dependencia del aumento de presión con la producción de fotoelectrones y la dependencia de ésta con la energía crítica, encontrando indicios que permiten afirmar que la producción de fotoelectrones está íntimamente ligada a la fotodesorción, de modo que es posible estudiar el fenómeno utilizando electrones en el Laboratorio, un método más sencillo que la fotodesorción inducida por radiación de sincrotrón. Si bien esta relación no es nueva, se ha estudiado en un rango diferente de energías críticas, energías que por otra parte están en el rango en el que la producción de fotoelectrones es máxima, por lo que cabe esperar la aparición de nuevos efectos.

Adicionalmente hace unos años se propuso que la desorción de H_2 estaba gobernada por un proceso de difusión que dependía de la temperatura [Malev, 72][Andritschky, 88], por lo que era de esperar variaciones en el proceso de desorción de dicho gas con la temperatura. El resto de gases desorbidos no siguen esta ley, ya que provienen probablemente de reacciones inducidas por el bombardeo de fotones o electrones en la capa de óxido superficial. Recientes resultados de Gröbner et al [Gröbner, 93] parecen confirmar que un pequeño aumento de la temperatura puede hacer aumentar el coeficiente de fotodesorción. Sin embargo, medidas realizadas en Novosibirsk [Anashin, 93d] a temperaturas de He líquido no muestran una variación tan importante como la esperada para la diferencia de temperaturas existente.

Para aclarar este punto, y para comparar las medidas del coeficiente de desorción inducida por fotones y por electrones, se han realizado medidas del coeficiente de electrodesorción a diferentes temperaturas en el Laboratorio, para los materiales de interés para el LHC.

La distribución de hidrógeno en la superficie ha sido también objeto de controversia, ya que en el citado modelo de difusión se asume una concentración de H_2 constante hacia el interior del material, mientras que resultados de Ruckman et al [Ruckman, 93] muestran una mayor concentración de hidrógeno en la superficie.

Como se puede ver, el fenómeno de la desorción inducida por fotones o por electrones, si bien ha sido estudiado con gran profusión en la Literatura y descrito en líneas generales, no ha sido todavía entendido en detalle y quedan numerosas cuestiones para resolver. Este trabajo pretende ser una aportación más en la comprensión del fenómeno, para ser capaz posteriormente de corregirlo, especialmente en el ámbito de los sistemas de vacío de los aceleradores, en las que dicha desorción provoca el mayor aumento de presión.

Esta memoria se ha estructurado en cinco capítulos. En el primero se hace una revisión general del diseño actual del LHC y de su sistema de vacío. En el segundo, se hace una descripción general de los sistemas de vacío de los aceleradores y de los fenómenos que pueden hacer aumentar su presión. Dichos fenómenos están ligados a la circulación de haces de partículas por el acelerador y serán denominados "dinámicos". El tercer capítulo está dedicado a la descripción de los resultados obtenidos del coeficiente de fotodesorción y su dependencia con los parámetros característicos de la radiación de sincrotrón, con el tratamiento del material, con la dosis y con la producción de fotoelectrones. En este último apartado, veremos la relación que existe entre el aumento de presión y la corriente medida de fotoelectrones, así como la dependencia de ésta con la energía de la radiación de sincrotrón.

El cuarto capítulo está dedicado a los resultados de la desorción inducida por electrones y su dependencia con la temperatura. Se aplicará a dichos resultados el modelo de difusión existente para comprobar si existe diferencia entre los parámetros del ajuste a distintas temperaturas. Finalmente se analizará la relación entre la desorción inducida por electrones y la inducida por fotones.

El último capítulo describe la aplicación de los resultados obtenidos al sistema de vacío del LHC. Primero se describe la diferencia que existe entre la fotodesorción a temperatura ambiente y a temperaturas de He líquido describiendo los resultados de la colaboración entre el proyecto americano de superacelerador recientemente abandonado, el SSC ('Superconducting Super Collider') y el instituto Budker de Física Nuclear (BINP) [Anashin, 93d]. Veremos que no existen grandes diferencias en los coeficientes de desorción por lo que podemos aplicar los resultados obtenidos a temperatura ambiente para calcular la evolución de la presión en el LHC. Por último se presentan las conclusiones de este trabajo.

Capítulo 1: El Large Hadron Collider (LHC)

El Large Hadron Collider (LHC) es el próximo proyecto del Laboratorio Europeo de Física de Partículas. Con él se pretende estudiar la estructura más íntima de la materia y conocer mejor las interacciones fundamentales que existen entre sus constituyentes más básicos.

Para que este colisionador pueda acceder a estas regiones tan minúsculas es necesario aumentar su energía en un orden de magnitud con respecto a los aceleradores existentes y también la frecuencia y número de sus colisiones.

En este capítulo vamos a estudiar cuáles son las grandes líneas del diseño del colisionador y la influencia que éstas tienen sobre el diseño del sistema de vacío en el que se enmarca este trabajo.

El capítulo está dividido en tres secciones, en la primera, vamos a presentar los objetivos que se pretenden alcanzar con la puesta en funcionamiento del colisionador, explicando los fenómenos que sería posible estudiar, así como los motivos por los que se decidió que fuese un colisionador de protones y no de otras partículas. En la segunda sección se hará una descripción general del colisionador, estudiando el diseño de los imanes para poder alcanzar el alto campo magnético necesario, la luminosidad del colisionador y los efectos que la pueden reducir, las instalaciones necesarias para la refrigeración por He líquido superfluido a 1.9 K, las cavidades de radiofrecuencia y la radiación de sincrotrón a la que está sometida el interior de la cámara de vacío. En la última sección, describiremos con más detalle el diseño del sistema de vacío. Empezaremos haciendo una descripción del tubo de vacío, para después centrarnos en la denominada pantalla del haz ('beam screen'). El análisis detallado del comportamiento de dicho sistema de vacío en la presencia de haces de protones, se discutirá en el capítulo 2, en donde además, se hará una revisión general de los problemas asociados a los sistemas de vacío de los aceleradores.

1.1. Motivaciones físicas del LHC

La física de partículas estudia los componentes últimos de la materia y las interacciones existentes entre ellos.

Las interacciones se clasifican, según la intensidad de las mismas y sus propiedades, en:

- Fuerte, que tan sólo se da entre quarks y que es la responsable de la desintegraciones nucleares α y es la base de la interacción nucleón-nucleón,

- Electromagnética, que se da entre partículas cargadas y que regula las interacciones atómicas y moleculares,
- Débil, causante de la desintegración β ,
- Gravitatoria, responsable de la atracción de los cuerpos con masa.

Las interacciones electromagnética y gravitatoria son de alcance infinito, mientras que la fuerte y la débil son de corto alcance ($\sim 10^{-15}$ m para la fuerte y $\sim 10^{-13}$ m para la débil). La más intensa de ellas es la interacción fuerte. Las intensidades relativas a la interacción fuerte son de 10^{-2} para la interacción electromagnética, 10^{-5} para la débil y 10^{-41} para la gravitatoria.

La materia se clasifica en dos grandes grupos, los leptones, que interactúan únicamente a través de interacciones electromagnéticas y débiles, y los hadrones, que adicionalmente, pueden interactuar fuertemente. Los leptones son partículas sin estructura conocida por el momento, mientras que los hadrones están constituidos por otros componentes más pequeños, denominados quarks. Los quarks y leptones se agrupan en familias, que se detallan en la tabla 1.I.

La primera familia está formada por los quarks, u ('up') y d ('down') y los leptones electrón y su correspondiente neutrino electrónico, ν_e . Estas partículas son las que constituyen toda la materia conocida, ya que tanto el protón (uud), como el neutrón (udd) están formados por una combinación de estos dos quarks.

De las otras dos familias, sólo conocemos de forma natural, los muones (μ), presentes en la radiación cósmica; los otros componentes se generan artificialmente en colisiones de alta energía en los aceleradores.

La reciente observación del quark t ('top') en Fermilab [CDF, 94] completa el cuadro experimental de estas tres familias de quarks y leptones.

Tabla 1.I.: Las tres familias de quarks y leptones

Quarks	u (up) $M_u = 2 - 8 \text{ MeV}$	s (strange) $M_s = 0.1 - 0.3 \text{ GeV}$	b (bottom) $M_b = 4.7 - 5.3 \text{ GeV}$
	d (down) $M_d = 5 - 15 \text{ MeV}$	c (charm) $M_c = 1.3 - 1.7 \text{ GeV}$	t (top) $M_t = 164 - 184 \text{ GeV}$
Leptones	e (electrón) $m_e = 0.51 \text{ MeV}$	μ (muón) $m_\mu = 105.7 \text{ MeV}$	τ (tau) $m_\tau = 1784.1 \text{ MeV}$
	ν_e (neutrino electrónico) $m_{\nu_e} < 7.3 \text{ eV}$	ν_μ (neutrino muónico) $m_{\nu_\mu} < 0.27 \text{ MeV}$	ν_τ (neutrino tauónico) $m_{\nu_\tau} < 35 \text{ MeV}$

Estas partículas pueden interactuar entre sí de alguna de las formas descritas anteriormente, intercambiándose el bosón intermedio que media dicha interacción. En la tabla 1.II, se presentan dichos bosones para cada una de las interacciones.

Tabla 1.II.: Interacciones fundamentales y sus bosones intermedios.

Interacciones	Bosones intermedios
Fuerte	g (gluón)
Electromagnética	γ (fotón)
Débil	Z^0, W^\pm
Gravitatoria	G (Gravitón)

Desde el punto de vista teórico, el denominado modelo standard es capaz de describir los resultados experimentales obtenidos hasta la fecha. El modelo incluye la teoría unificada electrodébil para la descripción de las interacciones electromagnéticas y débiles, la Cromodinámica Cuántica (QCD) para la descripción de las interacciones fuertes y el mecanismo de Higgs de ruptura espontánea de simetrías para explicar la masa de los bosones intermedios en las

diferentes interacciones y que predice la existencia de un bosón escalar, H^0 , llamado bosón de Higgs.

Desde su puesta en funcionamiento, el colisionador de $e^+ - e^-$, LEP, ha confirmado el modelo standard, mediante estudios de gran precisión de la teoría electrodébil y de las predicciones de la Cromodinámica Cuántica. Uno de los resultados más importantes de LEP ha sido la confirmación experimental de la existencia de únicamente tres familias de quarks y leptones.

Sin embargo, el hecho de que el bosón de Higgs no haya sido detectado hasta el momento y que el modelo no sea capaz de explicar las masas observadas de las partículas, deja abierta la posibilidad de que el modelo standard no sea la teoría última que unifique todas las interacciones.

Por tanto, es necesario explorar una región de energías más altas que permita la búsqueda del bosón de Higgs en un amplio intervalo de energías, así como de nuevas partículas, cuya existencia (hasta ahora excluida por los resultados de LEP) está predicha en teorías alternativas al modelo standard.

En la figura 1.1, se representa la dependencia de la sección eficaz de interacción protón - protón y de producción de diferentes procesos físicos en función de la energía en el sistema centro de masas. Como se observa en la figura, la energía prevista para el LHC (14 TeV en el centro de masas) parece adecuada para la búsqueda del Higgs ya que su sección eficaz de producción alcanza 1 pb.

La luminosidad es otro parámetro esencial del LHC. Esta magnitud mide la cantidad de interacciones por unidad de superficie y por unidad de tiempo en la zona de colisión. Su definición se incluye en el apéndice A. Su importancia radica en que algunos de los procesos que se pretenden detectar tienen una sección eficaz de producción extremadamente pequeña lo que se refleja en un ritmo de producción muy bajo. Es imprescindible, pues, aumentar la frecuencia de colisión y la focalización del haz, para recoger muestras estadísticas significativas de donde extraer la información relevante.

En la figura 1.2 se presenta la estimación del número de sucesos que se recogerían de la reacción $H \rightarrow Z+Z \rightarrow 4\ell$ en función de la masa del Higgs, para una luminosidad integrada de 10^5 pb^{-1} . Esta luminosidad integrada corresponde a un año de toma de datos para una luminosidad de $1.7 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Como se observa en la figura apenas se recogen algunas decenas

de sucesos en algunas regiones de masa. Disminuir la luminosidad comprometería gravemente las posibilidades de observación del LHC.

1.2. Descripción del colisionador

El Large Hadron Collider se instalará en el mismo túnel que LEP, de 27 km de longitud, en las inmediaciones de la frontera franco-suiza (figura 1.3). El LHC estará emplazado aproximadamente 1 m por encima de LEP, como se puede ver en la figura 1.4.

1.2.1. Descripción general

El concepto de diseño del LHC es el mismo que el de LEP, un sincrotrón en el que un haz de partículas es acelerado y mantenido en una órbita circular por electroimanes. La diferencia con LEP estriba en la naturaleza de los haces que circulan y colisionan en su interior, electrones y positrones en el caso de LEP y protones en el LHC.

La energía máxima a la que pueden acceder los electrones y positrones en un acelerador del tamaño de LEP está limitada a unos 100 GeV por haz debido al intenso flujo de radiación de sincrotrón que se genera cuando estas partículas cargadas son obligadas, por los campos magnéticos, a curvar su trayectoria. En efecto, la potencia generada en forma de radiación de sincrotrón es inversamente proporcional a la cuarta potencia de la masa en reposo de la partícula que la genera. De este modo, los protones, que tienen una masa en reposo mucho mayor que la de los electrones, pueden circular a una energía mucho mayor que éstos, para el mismo radio de curvatura. Así, un haz de protones podría circular a una energía 80 veces mayor que un haz de electrones en un acelerador del tamaño de LEP.

Como vimos en la sección anterior, es esencial alcanzar la mayor energía posible. Puesto que la máquina se instalará en el mismo túnel que LEP, el radio de curvatura es fijo y la energía máxima vendrá determinada por el valor del campo magnético que mantiene a los protones en su órbita.

Utilizando imanes superconductores con inducciones magnéticas de 8.65 T, los protones podrían ser acelerados a una energía de 7 TeV por haz, que supone una energía de 14 TeV en el centro de masas. Hay que señalar que, para alcanzar una inducción magnética operativa de 8.65 T es necesario que el imán alcance una inducción de 9.7 T sin pasar a conductor normal ('quench'), para

contar con los adecuados márgenes de seguridad y la posible deposición de energía debida a las partículas que se escapan del haz.

Recientemente ha sido probado el primer prototipo de imán de curvatura de 10 m, alcanzándose una inducción magnética de 8.67 T en el primer ensayo, y, tras un "quench", una inducción de 8.73 T durante 15 minutos.

Cuando se diseñó LEP, se pensó que éste iba a ser el último acelerador de gran tamaño, por lo que se decidió dejar sitio en el túnel para la eventual instalación de otro acelerador, que estaría situado encima de LEP. En aquel momento, se pensó en un colisionador de protones y antiprotones. Puesto que los haces tendrían que viajar en sentidos opuestos, ambos podrían ser guiados por una única estructura magnética, ya que tienen cargas eléctricas opuestas.

Sin embargo, los antiprotones se producen en un proceso extremadamente poco eficaz, ya que se necesitan del orden de 3×10^5 protones para producir un antiprotón. Por tanto, los antiprotones deberían ser acumulados durante horas antes de inyectarlos en el colisionador. Este proceso fue iniciado en el CERN en 1981 y perfeccionado posteriormente para operar el SPS como un colisionador de protones y antiprotones de 630 GeV de energía en el centro de masas y una luminosidad de $3 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Aunque esta técnica permitió descubrimientos muy importantes, como la observación experimental de las partículas W^\pm y Z^0 en 1983, el ritmo de producción de antiprotones resultaría demasiado bajo para alcanzar la luminosidad deseada en el LHC. Así pues, se decidió utilizar colisiones protón-protón, ya que no hay problemas en producir cantidades muy elevadas de protones en pocos minutos.

Para acelerar dos haces de partículas de la misma carga en direcciones opuestas, es necesario que los haces circulen por dos tubos distintos, con campos magnéticos invertidos de un tubo con respecto al otro. Sin embargo, el espacio disponible en el túnel de LEP no permite dos estructuras magnéticas separadas, puesto que cuando se excavó el túnel, se pensaba en instalar un colisionador de protones y antiprotones, que, como hemos visto tan sólo necesitan una única estructura magnética. Así pues, se ha propuesto una solución, denominada "dos en uno", que consiste en utilizar una única estructura magnética y mecánica para ambos tubos, de modo que compartan el mismo criostato, como se puede ver en la figura 1.5. En el LHC, los dos tubos del haz están juntos en los 1296 dipolos y los 510 cuadrupolos de que consta el colisionador. Además, esta disposición permite ahorrar un 25% del coste con respecto a la configuración con dos estructuras separadas.

Por último, cabe decir que el hecho de contar con LEP como acelerador de electrones, hace posible el estudio de las colisiones electrón-protón hasta una energía de 1.3 TeV en el centro de masas. Igualmente, está previsto utilizar LHC como colisionador de iones pesados, como el plomo, hasta una energía de 1148 TeV en el centro de masas.

1.2.2. Luminosidad

La luminosidad es un parámetro tan importante como la energía, según hemos visto en la sección 1.1. La luminosidad determina el número de sucesos por segundo que se producen de un proceso físico determinado.

Según se construyen aceleradores de mayor y mayor energía, la luminosidad debiera aumentar como el cuadrado de la energía, para mantener un programa de física igualmente efectivo, debido a la naturaleza puntual de las colisiones quark-quark que queremos estudiar.

La luminosidad nominal en el LHC es de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, casi cuatro órdenes de magnitud mayor que en el SPS y tres órdenes mayor que en LEP. Esto significa una corriente de 530 mA por haz en la máquina, distribuida en 2835 paquetes, espaciados 25 ns. Por lo tanto, se producirán aproximadamente 19 interacciones por cruce de haces, es decir, alrededor de 1×10^9 interacciones por segundo por experimento, asumiendo dos experimentos tomando datos simultáneamente.

La luminosidad puede verse limitada por varios factores. El más importante es la interacción entre los dos haces de protones. Los términos no lineales de los campos generados por un haz influyen en el otro, extrayendo parte de él y depositándolo en los imanes.

También hay un fenómeno de interacción con el gas residual, que es importante cuando la presión aumenta en el tubo de vacío. Este efecto será analizado en detalle cuando estudiemos el sistema de vacío del LHC.

1.2.3. Óptica del haz

Los dos haces viajan en el mismo plano horizontal y se cruzan en ocho puntos, correspondientes a los ocho puntos de interacción de LEP. Los dos haces se intercambian en estos puntos, para que su recorrido sea el mismo, de lo contrario los haces no permanecerían sincronizados. El ángulo de cruce es de $200 \mu\text{rad}$, lo suficientemente grande como para que los haces no interaccionen

demasiado fuera de las regiones de interacción y lo suficientemente pequeño para que no sean afectados por la apertura limitada de los cuadrupolos de enfoque previos a la zona de colisión, en los que los haces viajan juntos.

El anillo está dividido en ocho arcos, compuesto de 24 células F0D0 (Focus 0 Defocus 0) que tienen 102 m de longitud cada una. Las células son simétricas con respecto a su centro, de modo que sólo es necesario especificar la composición de la célula mitad, que consiste en tres imanes de curvatura de unos 14 m de longitud, un cuadrupolo superconductor, monitores de posición del haz, dipolos de alineamiento, cuadrupolos de sintonización y otros correctores multipolares. Un esquema de la célula mitad se presenta en la figura 1.6.

Las células F0D0 consisten en un elemento focalizador (un cuadrupolo superconductor), una sección de imanes de curvatura (0), un elemento defocalizador (otro cuadrupolo superconductor) y otro imán de curvatura. La razón de esta defocalización está en el carácter unidimensional de los cuadrupolos, de modo que si focalizan en el eje x , defocalizan en el eje y [Schmüser, 87].

Dado el tamaño del colisionador y las perturbaciones altamente no lineales en la inyección, no es posible corregir los efectos sextupolares y deca polares en cada cuadrupolo, de manera que se han incluido pequeñas bobinas sextupolares y deca polares al final de cada imán de curvatura, que son alimentadas separadamente para cada haz.

1.2.4. Imanes

Los imanes superconductores son, sin lugar a dudas, el componente del LHC que supone el desafío tecnológico más importante. Actualmente existen dos aceleradores basados en imanes superconductores, el Tevatron en Fermilab (EEUU) y HERA en DESY (Alemania). Ambos utilizan cables de NbTi refrigerados a temperaturas de He líquido normal (~ 4.2 K). Las inducciones magnéticas a las que trabajan son relativamente bajas, 4 T para el Tevatron y 4.7 T para HERA.

Más recientemente, el proyecto americano de colisionador de protones, el denominado SSC (Superconducting Super Collider), adoptó un diseño similar al de HERA, pero aumentando la inducción magnética a 6.6 T, probablemente

el límite superior para cables de NbTi a 4.2 K. Algunos prototipos fueron contruidos y probados con éxito.

Para el LHC es necesario tratar de obtener la inducción magnética más alta posible, ya que es el único factor que determina la energía que pueden alcanzar los haces. Al mismo tiempo, se pretende mantener la calidad obtenida en los procesos industriales de fabricación de cables y bobinas superconductoras de NbTi. La única forma de conseguir inducciones del orden de 9 T es refrigerar los imanes a temperaturas todavía más bajas, menores de 2 K. Esta técnica ha sido utilizada con éxito en el tokamak francés TORE SUPRA, en operación en Cadarache.

Por debajo de 2.17 K, el He pasa al denominado estado superfluido, con una viscosidad mucho más pequeña y una capacidad calorífica menor que el He líquido normal. Estas propiedades permiten una reducción drástica del flujo de He a través del imán.

Sin embargo, la capacidad calorífica de las partes metálicas y, en particular, de los cables superconductores, se reduce igualmente, por lo que la temperatura puede aumentar bruscamente con cualquier deposición de energía. Por lo tanto, es necesario limitar fuertemente los movimientos de los conductores. Hay que hacer notar que las fuerzas electromagnéticas en los conductores aumentan como el cuadrado de la inducción magnética, así como la energía magnética, de modo que los sistemas de protección contra "quenches" deben ser más sofisticados que los existentes actualmente.

En la figura 1.7, se representa un corte transversal de la estructura mecánica y de las bobinas superconductoras en un imán de curvatura, así como sus líneas de inducción magnética.

1.2.5. Radiación de sincrotrón

Cuando una partícula cargada es acelerada, emite radiación. En el caso de un sincrotrón, la partícula es acelerada cuando se la obliga a girar por efecto de un campo magnético. La radiación emitida es tangente a la trayectoria de la partícula cuando la partícula se mueve con velocidades relativistas y se conoce como radiación de sincrotrón. Esta radiación está contenida en el plano que pasa por el eje del acelerador.

La radiación de sincrotrón emitida en un determinado imán de curvatura se caracteriza por su distribución de fotones en función de la energía del fotón emitido, E_γ , siguiendo la ley:

$$\dot{N}_\gamma(x) = \frac{\sqrt{3} r}{\hbar c} E_B I_B \int_0^x \int_u^\infty K_{5/3}(s) ds du \quad (1.1)$$

donde, r es el radio clásico de la partícula, \hbar es la constante de Planck, c es la velocidad de la luz, E_B es la energía de la partícula, I_B es la intensidad del haz de partículas y $K_{5/3}$ es la función modificada de Bessel de orden 5/3 con $x = \frac{E_\gamma}{E_c}$, donde E_c es la energía crítica, que se define como la mediana de la distribución en energía de los fotones.

La relación entre la energía de la partícula, E_B , y la energía crítica viene dada por la expresión:

$$E_c = \frac{3\hbar c}{4\pi e\rho} \left(\frac{E_B}{m_0 c^2} \right)^3 \quad (1.2)$$

donde E_B es la energía del haz de partículas, $m_0 c^2$ es la energía de la partícula en reposo y ρ es el radio de curvatura del acelerador. La energía crítica resulta ser proporcional a la energía media de los fotones, como se puede ver en el apéndice A.

Para calcular el número total de fotones es necesario integrar la ecuación 1.1 cuando $x \rightarrow \infty$, con lo que la integral de Bessel tiende a 5.23. Por tanto, el número total de fotones es proporcional al producto de la energía de la partícula, E_B y la intensidad del haz I_B . La energía crítica, por su parte, es proporcional a la energía de la partícula al cubo.

Como ya se ha mencionado anteriormente, en los aceleradores de protones, la radiación de sincrotrón no es, en principio, una limitación importante, como lo es en el caso de aceleradores de electrones. Sin embargo, debido a que la energía de las partículas en el LHC es muy elevada, la energía emitida en forma de radiación de sincrotrón comienza a ser considerable.

Para los parámetros del LHC, con $E_B = 7 \text{ TeV}$, $\rho = 2.7 \text{ km}$ e $I_B = 530 \text{ mA}$, habrá 1×10^{17} fotones s^{-1} por cada metro de cámara y por haz, con una energía crítica de 45.6 eV.

La potencia total por unidad de longitud emitida en forma de radiación de sincrotrón por ambos haces es de 0.44 W m^{-1} . Si bien esta potencia es relativamente moderada, tiene que ser absorbida por las paredes de los imanes, es decir, a una temperatura de 1.9 K, lo cual resulta costoso desde el punto de vista de la instalación criogénica. Para resolver este problema, está previsto instalar una pantalla ('beam screen') a una temperatura de 5 a 10 K, de modo que esta potencia sea absorbida por ella.

En el apéndice A se detallan las principales ecuaciones relacionadas con la radiación de sincrotrón.

1.2.6. Criogenia

El sistema criogénico del LHC será una mejora del sistema que se está instalando para el proyecto LEP 200, que consiste en el aumento de la energía de LEP de 100 a 200 GeV en el centro de masas. Este proyecto implica la construcción de cuatro grandes refrigeradores de He en los cuatro puntos experimentales que proveerán de He a las cavidades superconductoras necesarias para poder aumentar la energía de cada haz a unos 100 GeV. Cada uno de estos refrigeradores está diseñado para producir una potencia de refrigeración de 12 kW a la temperatura de He líquido normal (4.2 K).

Esta potencia coincide con los requerimientos para refrigerar los dos octantes próximos al punto experimental del LHC, sin más que aumentar su capacidad a 18 kW. Para completar el sistema de criogenia para LHC, será igualmente necesario instalar cuatro refrigeradores más en los restantes puntos de LEP.

Para poder disminuir la temperatura a 1.8 K, habrá que dotar a cada refrigerador de compresores de varias etapas operando a presiones subatmosféricas con Helio.

1.2.7. Cavidades de radiofrecuencia

La elección de la frecuencia de operación de las cavidades de radiofrecuencia, es un compromiso entre las bajas frecuencias, que minimizarían el número de partículas que escapan del haz durante inyección,

debido a las interacciones entre haces, y las altas frecuencias, que requieren un potencial más bajo para una determinada longitud de haz. Además, la frecuencia tiene que ser un múltiplo de la frecuencia que se utiliza en los inyectores. La frecuencia elegida es de 400.8 MHz.

El potencial seleccionado es de 16 MV por haz, que es lo suficientemente grande como para evitar la difusión del ruido de radiofrecuencia en la fase de colisión. El potencial necesario para restituir la energía perdida por radiación de sincrotrón es muy pequeña comparada con este valor.

El LHC tiene un gran número de paquetes muy intensos con una cierta separación entre ellos, para permitir su inyección y su eyección final. Estos espacios producen un transitorio en las cavidades, que induce una modulación de fase longitudinal, que, a su vez, puede ocasionar desplazamientos longitudinales del punto de colisión. Para evitar este desplazamiento, se han elegido cavidades de radiofrecuencia superconductoras, que tienen una impedancia característica R/Q menor y un potencial mayor que las cavidades de cobre normales.

Las cavidades deben situarse en una posición en la que ambos haces sean esencialmente colineales y pasen cerca del eje de la cavidad. Estas condiciones se dan cerca de las zonas de interacción. Debido a la corta distancia que separa los dos haces (180 mm), no es posible instalar cavidades separadas para cada haz.

Para el modo de operación protón-protón, se instalarán dos módulos de cuatro cavidades cada uno, instaladas en el mismo criostato. En la figura 1.8 se puede ver un esquema de uno de estos módulos. Cada módulo tiene 6.5 m de longitud y cada cavidad un potencial de 2 MV. Cada cavidad estará alimentada por un klystron de 300 kW de potencia, situado a menos de 10 m de la cavidad.

1.2.8. Complejo de inyectores

El LHC dispondrá del complejo de aceleradores ya existente como inyector de protones. Para ello, son necesarios algunos cambios en el sistema de cavidades de radiofrecuencia del PS (Proton Synchrotron) y del SPS y la instalación de dos nuevas líneas de inyección del SPS al LHC, para poder inyectar en ambas direcciones.

El SPS inyectará protones de 450 GeV, que es su energía máxima. Los protones se distribuirán en doce paquetes de 4×10^{13} protones cada uno, que serán inyectados secuencialmente en cada uno de los dos anillos del LHC.

1.3. Sistema de vacío

1.3.1. Descripción general

Podemos distinguir dos sistemas de vacío en el LHC. El primero es el llamado vacío de aislamiento, que actúa como aislante térmico de los criostatos. La presión que se requiere para este sistema es menor o igual de 10^{-5} Torr. En principio, este sistema no tiene unos requerimientos muy especiales, de modo que no vamos a describirlo en este trabajo.

El segundo sistema es el existente en el interior de las bobinas superconductoras a una temperatura de 1.9 K y la pantalla del haz, situada en su interior. La densidad molecular máxima para la operación del colisionador viene determinada por las colisiones nucleares entre el haz de protones a 7.0 TeV y las moléculas del gas residual ('nuclear scattering').

El tiempo de vida medio del haz, τ_n , viene dado por la expresión:

$$\frac{1}{\tau_n} = c N \sigma \quad (1.3)$$

donde N es la densidad atómica residual, σ es la sección eficaz de colisión para protones sobre moléculas de gas y c es la velocidad de la luz.

También existe un fenómeno de interacción de Coulomb múltiple, pero tan sólo es importante durante la inyección, por lo que prácticamente no influye en la operación de la máquina.

Para protones de 7.0 TeV sobre átomos de H_2 la sección eficaz es de $5.0 \times 10^{-31} \text{ m}^2$, mientras que para Carbono u Oxígeno es aproximadamente 10 veces mayor.

Para obtener una vida media de 24 horas, la densidad de H_2 no debe sobrepasar $1 \times 10^9 \text{ átomos cm}^{-3}$. Hay que decir que la presión correspondiente a esta densidad depende de la temperatura, por lo cual es menos ambiguo hablar de densidades. Si se dan estas densidades en presión, es necesario especificar la temperatura. Además las medidas de la presión se hacen habitualmente a temperatura ambiente, por lo que puede resultar necesario hallar la relación

entre la medida de presión a temperatura ambiente y la densidad a baja temperatura. En el apéndice B se describe la relación entre la densidad, la presión y la temperatura.

La densidad máxima para el hidrógeno equivale a una presión de 2.0×10^{-9} Torr a 5 K (o bien a una presión de 1.2×10^{-7} Torr a temperatura ambiente. Puesto que la sección eficaz de colisión para CO y para CO₂ es 10 veces mayor, esto exige densidades máximas un orden de magnitud menores que para el H₂.

Por otra parte, los electrones dispersados depositan su energía en los imanes de curvatura superconductores. Estos se calientan y pueden llegar al 'quench'. Para evitarlo, se debe limitar la densidad residual de gas, no sólo a escala global, sino también a escala local. Una pequeña zona de alta densidad residual puede provocar el 'quench' de algún imán de curvatura, con lo que provocará igualmente la pérdida del haz.

1.3.2. Descripción de la cámara de vacío

La cámara de vacío del LHC se presenta en la figura 1.9. Consta de un tubo circular de vacío ('cold bore'), en contacto con los imanes superconductores a 1.9 K y de una pantalla del haz ('beam screen') para absorber la radiación de sincrotrón incidente, según se discutió en la sección 1.2.5. En lo que sigue nos referiremos al primer tubo como tubo de vacío y a la pantalla del haz, como pantalla.

La pantalla tiene forma cuadrada para maximizar la apertura horizontal y vertical, dado el escaso espacio disponible en el interior de los imanes de curvatura.

Para refrigerar la pantalla, se dispone de canales metálicos para He líquido o gas a lo largo de los 13 m de tubo. Estos canales podrían ser dos o cuatro, dependiendo de la temperatura a la que se vaya a operar la pantalla. Dicha temperatura podría estar entre 5 y 10 K. Adicionalmente, existe un problema de simetría magnética, que podría hacer que los tubos de refrigeración fueran cuatro, para respetar la simetría en lo posible. Los canales deben ser colocados con el método de 'brazing', evitando las soldaduras, ya que podrían provocar microporos, por las que el He podría entrar en el interior de la pantalla.

La existencia de fugas de He en el interior del sistema es un grave problema, ya que, por un lado, las paredes a 1.9 K prácticamente no bombean

He, con lo que la densidad aumenta con el tiempo localmente. Además, la conductancia limitada del sistema, debido a la baja temperatura de sus paredes, hace que el aumento de la densidad de He sea prácticamente indetectable, ya que dicho aumento se propaga en forma de onda de presión que se desplaza muy lentamente [Hobson, 93]. Dependiendo del tamaño de la fuga, podría llegar a los manómetros, que estarán espaciados un mínimo de 50 m, al cabo de varios días [Ruiz-Rivas, 93]. La correspondiente disminución en el tiempo de vida media del haz sería prácticamente despreciable, pero la deposición de energía en los imanes como consecuencia de la colisión con los haces de protones podría llegar a causar su 'quench'.

Para sostener la pantalla en el interior del tubo, se instalarán soportes a intervalos regulares. Estos soportes deben ser aislantes, para evitar fugas térmicas, puesto que estarán en contacto con la pared de los imanes a 1.9 K. Además deberán ser compatibles con condiciones de ultra alto vacío, es decir no desorber demasiada cantidad de gas.

Como demostraremos en este trabajo, esta pantalla deberá contar con orificios, que pondrán en comunicación su interior con la pared de los imanes de curvatura a 1.9 K. Con ello, se conseguirá una mayor velocidad de bombeo, limitada únicamente por la conductancia de dichos orificios.

1.3.3. Pantalla del haz

En estos momentos se está ultimando el diseño de la pantalla del haz. En esta sección describiremos cuáles son los principales parámetros del presente diseño, pero teniendo presente que dicho diseño no ha finalizado todavía.

La superficie de cobre en el interior de la pantalla tiene como finalidad minimizar la impedancia de la pared. En efecto, al circular por el interior de la pantalla, el haz de protones produce corrientes imágenes en la superficie interior, que disipan una potencia considerable en ella, además de producir un fenómeno de interferencias con el propio haz. Para reducir esta impedancia es necesario colocar en el interior un material mejor conductor que el acero inoxidable, como puede ser el cobre.

El aluminio no es muy apropiado por otro motivo, el efecto de 'multipactoring' de electrones. Este fenómeno se produce al atraer el haz a alguno de los electrones secundarios emitidos por la radiación de sincrotrón o por otros efectos, de modo que éste puede cruzar la cámara de vacío y alcanzar

la pared contraria. Si este electrón arranca de dicha pared más de un electrón (rendimiento mayor que 1), el sistema puede entrar en resonancia, dependiendo del espaciado temporal de los haces. Una descripción más completa de este fenómeno se hará en el capítulo 2. Por ello hay que evitar la utilización de materiales con un rendimiento de electrones alto, como puede ser el aluminio.

Por otra parte, el construir todo el tubo de cobre sólido, presenta inconvenientes desde el punto de vista mecánico, ya que se deforma más fácilmente que el acero. Además, desde el punto de vista magnético, los inconvenientes son más importantes. Si por alguna circunstancia uno de los imanes superconductores pasa a ser un conductor normal ('quench'), el campo magnético se haría cero en muy poco tiempo (10^{-6} s), lo cual induciría corrientes muy altas en el cobre sólido, que podrían llegar a colapsar la estructura mecánica.

En estudios de simulación de las tensiones que se generarían en la pantalla durante un 'quench', se ha comprobado que éstas podrían provocar en las esquinas de la pantalla el desprendimiento de la superficie interior de cobre. Por lo tanto, y a la espera de la confirmación experimental de estas predicciones, está en estudio una propuesta de cubrir tan sólo parcialmente la superficie interior de la pantalla, dejando las esquinas sin cubrir.

El espesor de la capa de cobre en el interior viene determinado por el equilibrio entre dos factores opuestos. Por un lado, aumentar la conductividad interior para reducir la impedancia. Por otro lado, si se aumenta el espesor de la capa de cobre, se aumenta el riesgo de tensiones generadas en la pared originadas por un 'quench', ya que se aumenta la intensidad de las corrientes generadas por la brusca caída de la inducción magnética.

1.3.4. Orificios de la pantalla

Los orificios de la pantalla representan discontinuidades para las corrientes imágenes del haz y, por tanto, producen un aumento de la impedancia de las paredes internas.

Un efecto adicional se produce en la región de altas frecuencias en la parte real de la impedancia. Los campos que viajan con el haz, se acoplan en el espacio existente entre la pantalla y la cámara de vacío, viajando en sincronismo con el haz y creciendo en intensidad. Esto conduce a pérdidas que

se transmiten por los orificios al haz y se añaden a la parte real de la impedancia [Caspers, 92].

Esta potencia adicional se disipa tanto en la pared exterior de la pantalla, como en la pared a 1.9 K y depende del diámetro de los orificios. En el LHC, por ejemplo, para la misma resistividad en ambas paredes (supongamos acero inoxidable), si tenemos un 5% de la superficie cubierta con orificios de 2.5 mm de diámetro y un espesor de 1 mm en la pared de la pantalla, la potencia disipada en la pared a 1.9 K es de 0.12 W m^{-1} , mientras que la potencia calculada de otras fuentes es de 0.26 W m^{-1} . En cambio, para orificios de 1 mm de diámetro, la potencia disipada es despreciable.

Un factor todavía más crítico es la contribución de la parte inductiva de la impedancia. Esta puede reducirse, utilizando rendijas cortas, en lugar de orificios circulares. Por ejemplo, una rendija de $10 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$ tiene una impedancia un factor dos menor que la correspondiente a 10 orificios circulares de 1 mm de diámetro [Ruiz, 93].

Según hemos visto en este capítulo la construcción y puesta en marcha del LHC es un proyecto ambicioso que necesita un estudio combinado de numerosos fenómenos. El cambio de alguno de los parámetros del diseño puede alterar el diseño de otro sistema o componente del acelerador. En este trabajo se ha estudiado cuál es el efecto de la desorción inducida por radiación de sincrotrón en el sistema de vacío del LHC y cuáles son las posibles soluciones.

Índice de figuras

Figura 1.1. Dependencia de la sección eficaz de interacción protón - protón con la energía en el sistema de centro de masas. Se señalan los valores correspondientes al SPPS del CERN, el Tevatrón de Fermilab y el LHC.

Figura 1.2. Producto de la sección eficaz de producción de Higgs por la relación de desintegración $BR(H^0 \rightarrow ZZ^0 \rightarrow 4 \text{ leptones})$ y número de sucesos observados en función de la masa del Higgs y de la masa del quark 'top', para una luminosidad integrada de 10^5 pb^{-1} .

Figura 1.3. Mapa del túnel de LEP, en donde se situará el LHC.

Figura 1.4. Interior del túnel de LEP con el LHC situado encima.

Figura 1.5. Sección transversal del criostato de un imán de curvatura del LHC, mostrando la estructura "2 en 1".

Figura 1.6. Esquema de la célula mitad.

Figura 1.7. Corte transversal de un imán de curvatura y diagrama de sus líneas de inducción magnética B .

Figura 1.8. Esquema de un módulo de 4 cavidades de radiofrecuencia superconductoras para el LHC.

Figura 1.9. Esquema de la pantalla del haz y la cámara de vacío.

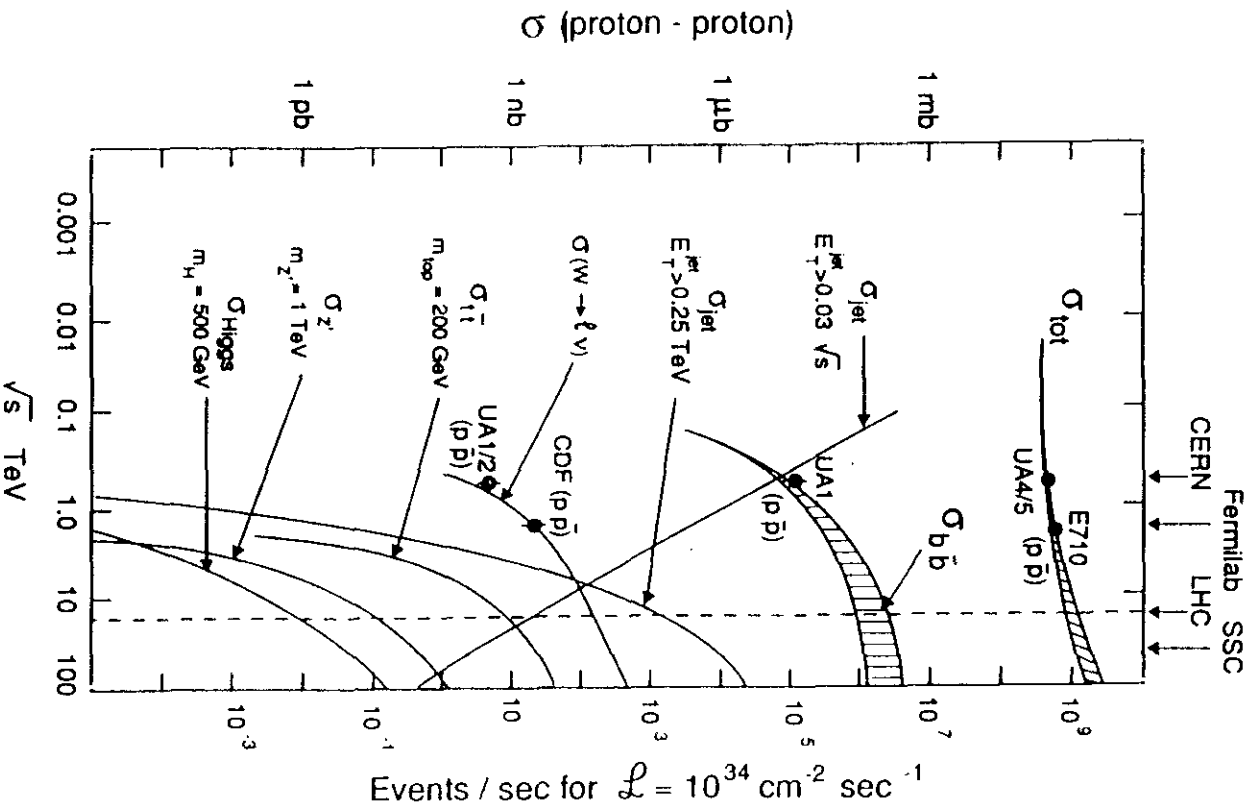


Figura 1.1

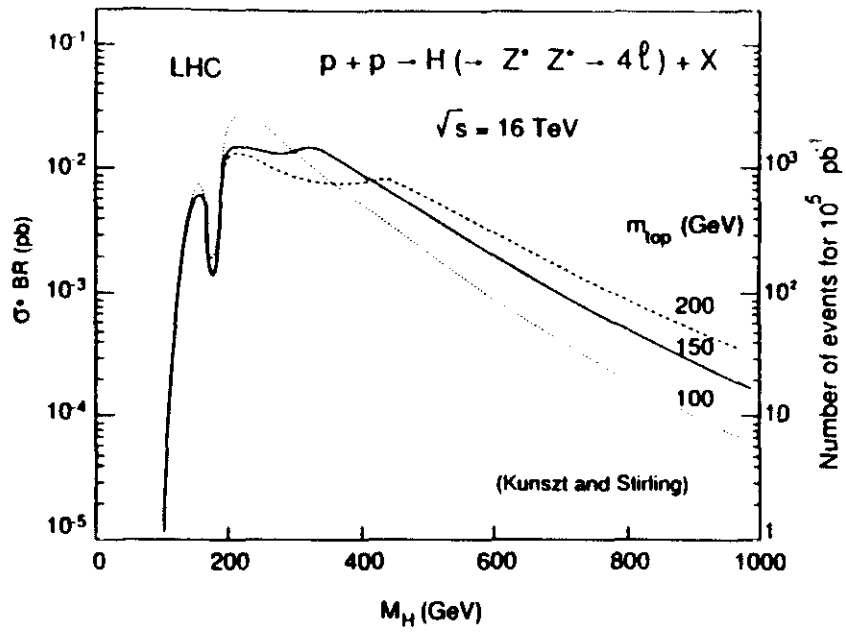


Figura 1.2

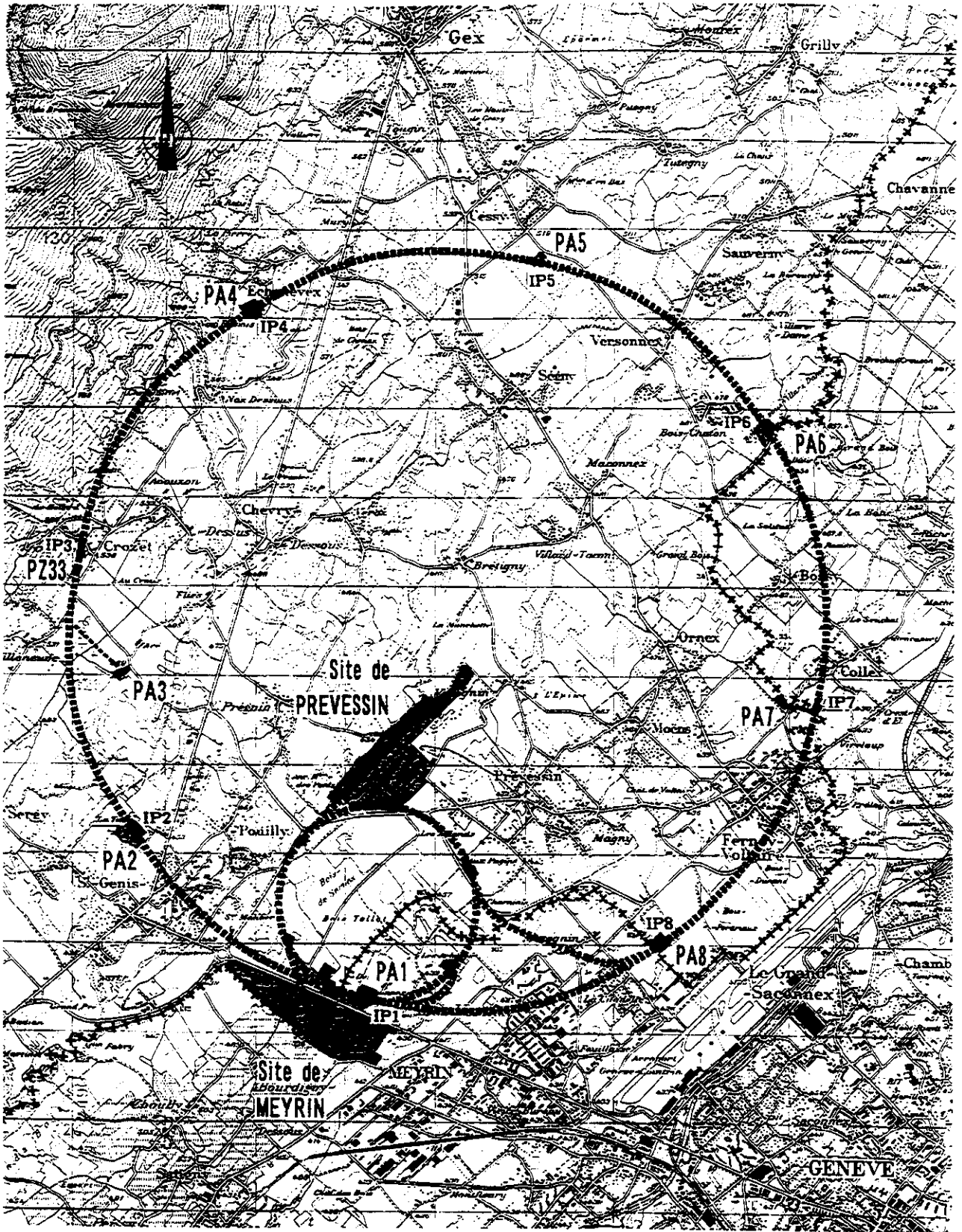


Figura 1.3

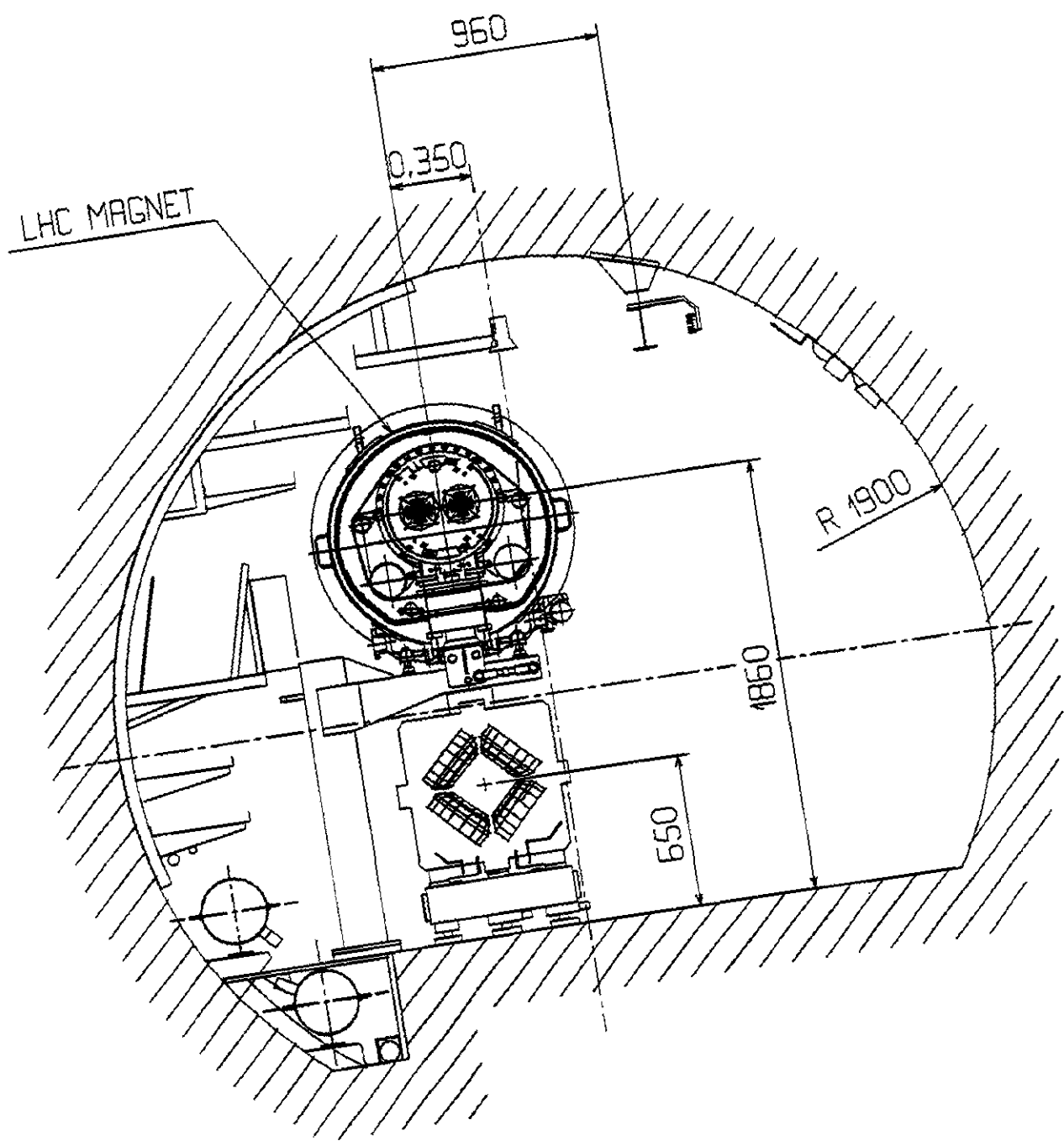


Figura 1.4

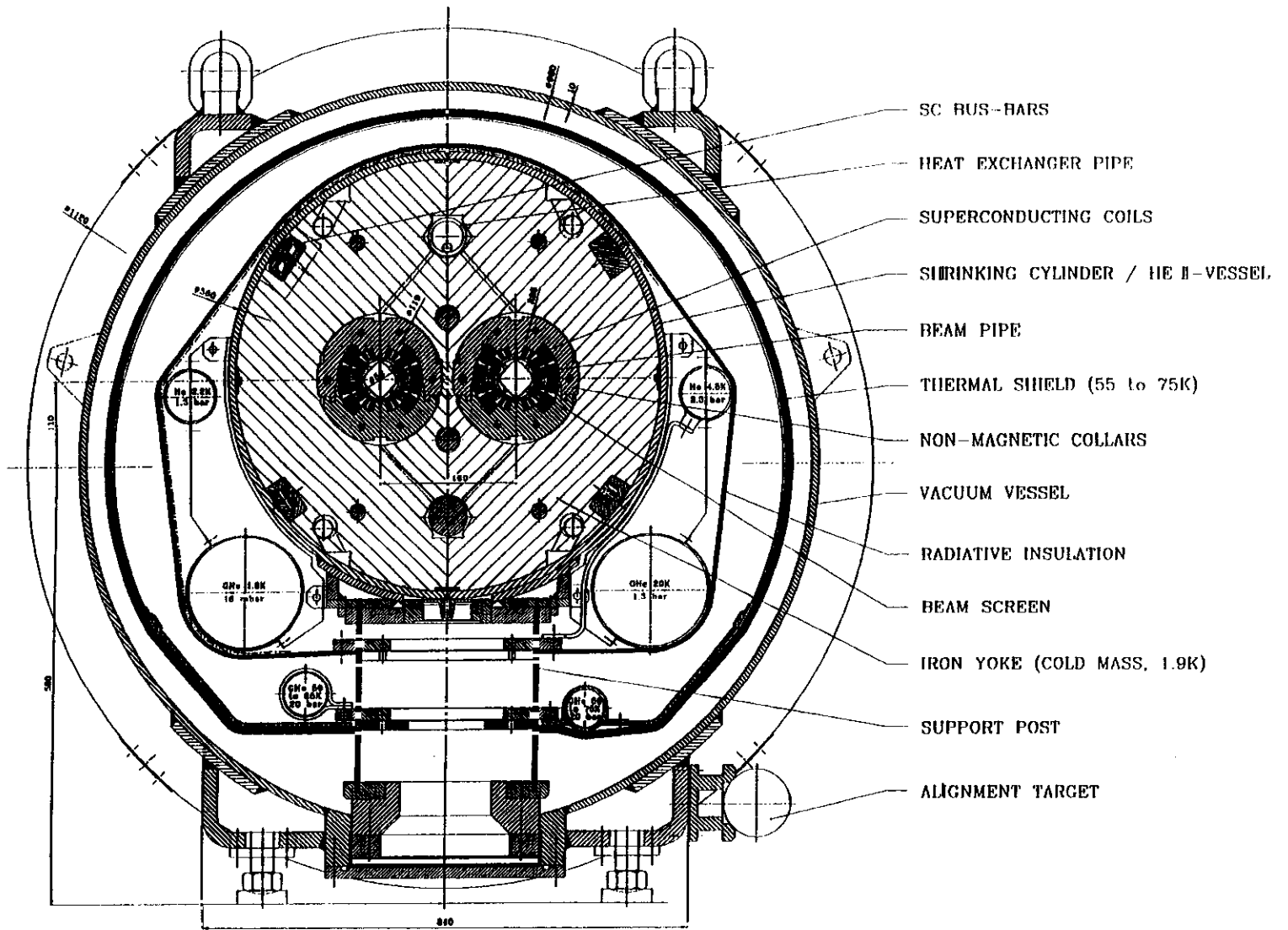
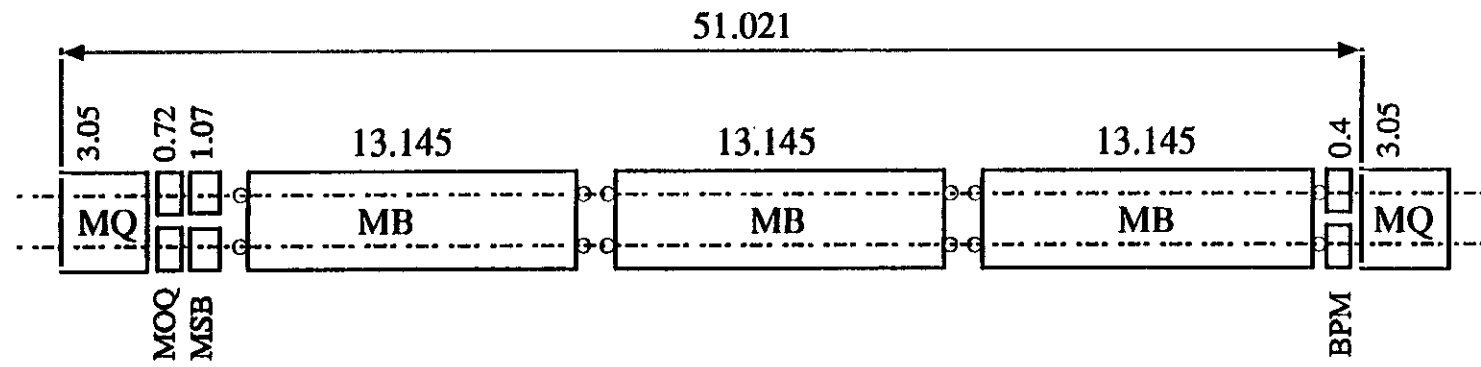


Figura 1.5

Figura 1.6



MB : Dipole Magnets
 MQ : Lattice Quadrupoles
 MQO : Combined Octupoles and tuning Quadrupoles
 MSB : Combined Sextupoles and Dipole corrector
 BPM : Beam position monitor
 ⊖ : Local Sextupole or Decapole corrector

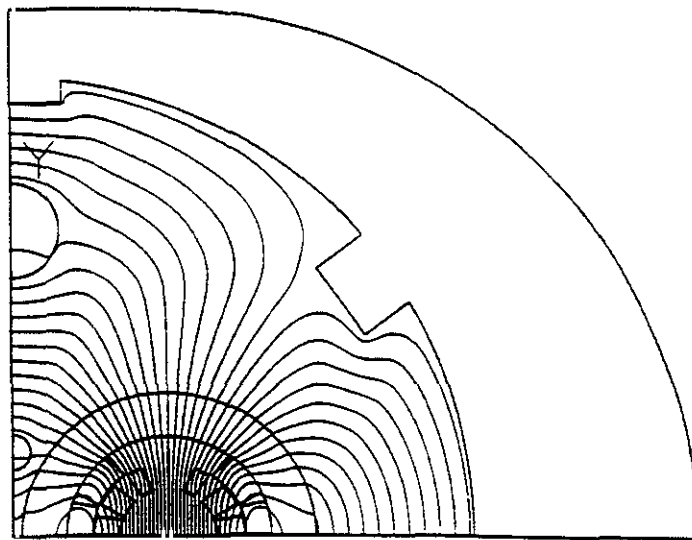
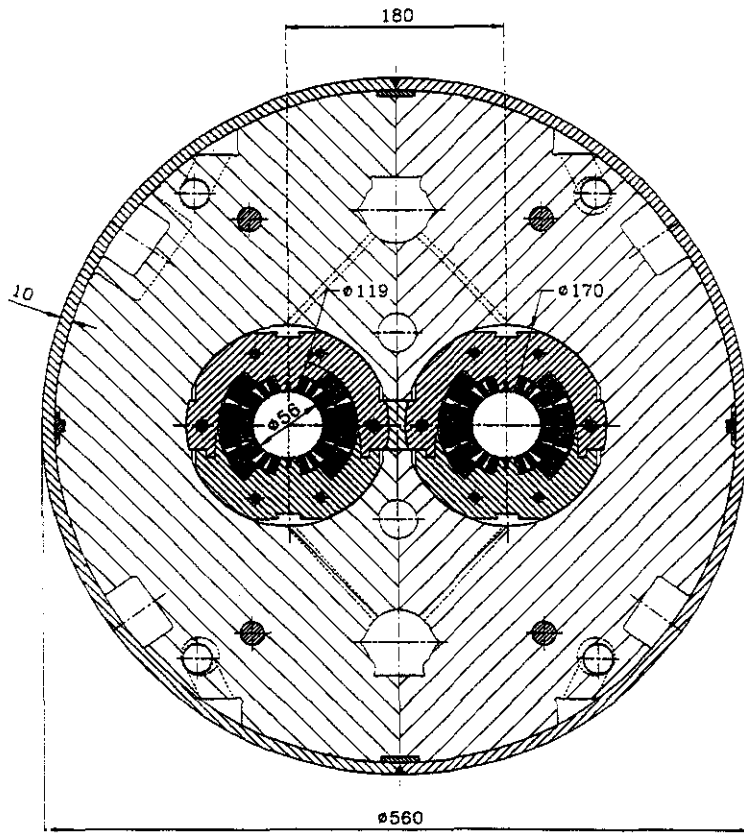


Figura 1.7

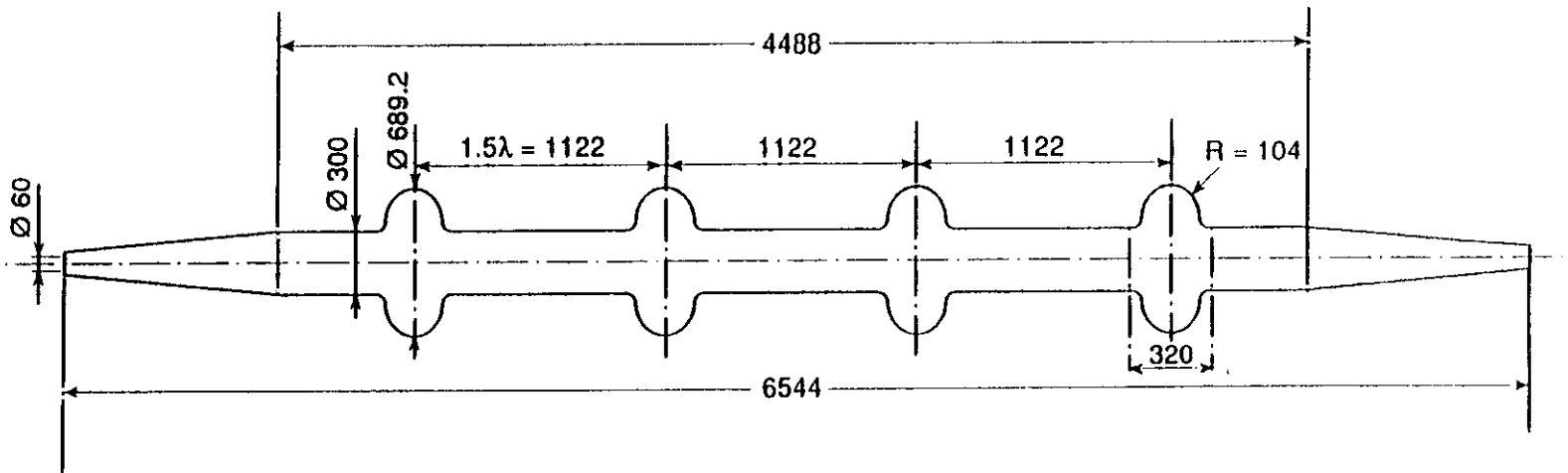


Figura 1.8

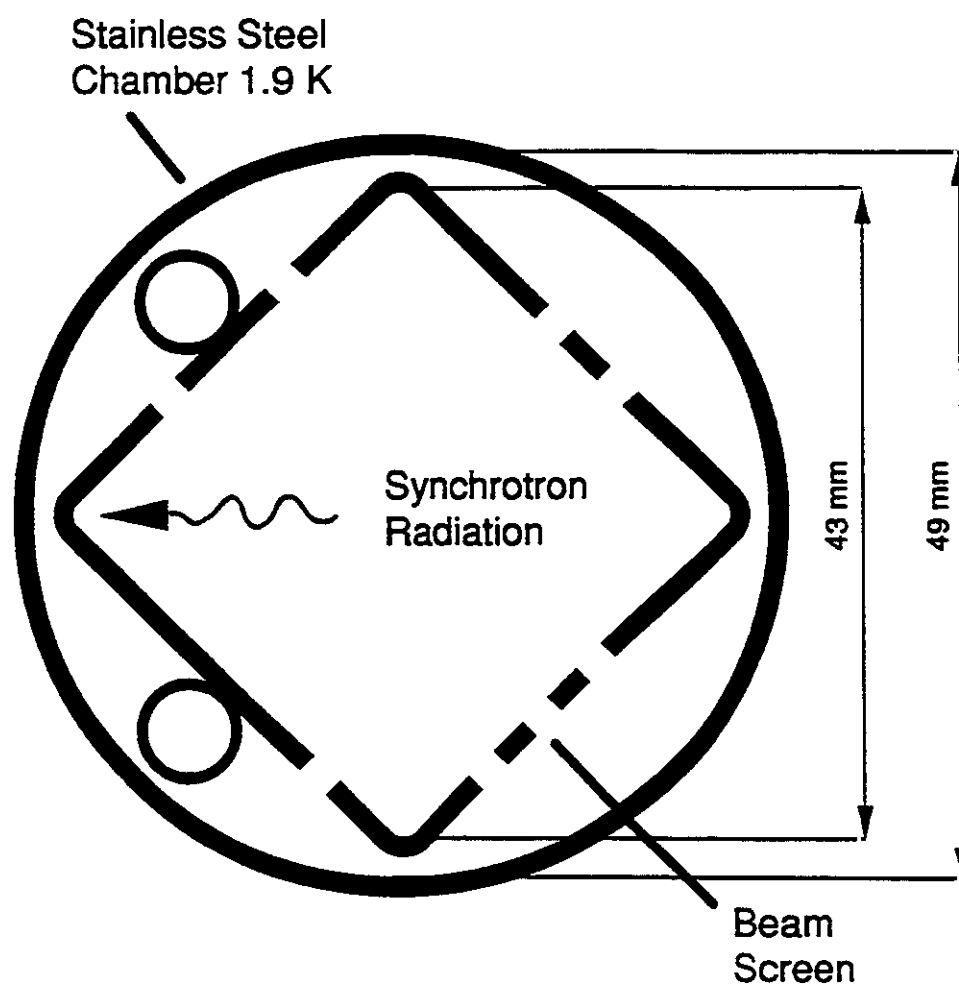


Figura 1.9

Capítulo 2: Características de los sistemas de vacío de los aceleradores

Los sistemas de vacío se caracterizan por su presión de equilibrio, que se alcanza cuando el flujo de moléculas bombeadas es igual al flujo de moléculas desorbidas por las paredes del sistema, por los filamentos presentes en él o por el propio sistema de bombeo. Cuando el sistema se encuentra en condiciones estáticas, es decir sin efectos de haz, la presión de equilibrio depende esencialmente de la desorción térmica de la superficie interior del sistema, así como de la velocidad de bombeo disponible. Por tanto, el estado microscópico de la superficie interna del sistema de vacío, tiene una gran influencia en la presión última a la que éste puede llegar.

En los aceleradores, además de estas condiciones que podemos denominar estáticas, se producen una serie de fenómenos, que calificaremos como dinámicos, puesto que dependen del haz o haces que circulan en su interior. Estos fenómenos determinan el diseño de su sistema de vacío. Igualmente, muchos de los problemas asociados a los sistemas de vacío de los aceleradores vienen determinados por la conductancia limitada de los tubos de vacío empleados.

La primera sección de este capítulo está dedicada a una revisión de los sistemas de vacío standard, en condiciones estáticas, estudiando cuáles son los factores que limitan la obtención de presiones en el dominio del ultra alto vacío ($\sim 10^{-10}$ Torr).

La segunda sección estudia los problemas generales que aparecen en los aceleradores en condiciones dinámicas, haciendo énfasis en los problemas de los aceleradores de protones.

Por último, estudiaremos en el tercer apartado, los problemas específicos del LHC, que están ligados al hecho de ser un acelerador que funciona a temperaturas de He líquido superfluido (1.9 K).

2.1. Sistemas de vacío en condiciones estáticas

2.1.1. Descripción general de los sistemas de vacío

Para evacuar un sistema de vacío desde la presión atmosférica, es necesario contar con un sistema de bombeo inicial, que podemos llamar de bombeo previo. Este sistema suele contar con dos bombas en serie: una rotatoria y una turbomolecular, aunque pueden existir más configuraciones.

Con este sistema de vacío previo, podemos llevar al sistema a presiones de 10^{-6} a 10^{-7} Torr.

Para obtener presiones en el rango del ultra alto vacío, se suelen utilizar bombas iónicas, cuyo mecanismo de funcionamiento consiste en una descarga que ioniza las moléculas del gas residual y las conduce, con la ayuda de un campo eléctrico, a una superficie con la que reaccionan estos iones, quedando adsorbidos. El material más utilizado es el titanio (Ti).

También pueden utilizarse bombas de sublimación de Ti, en la que un filamento de este material, se calienta en vacío de modo que se produce una sublimación del material, que se deposita en las paredes de alrededor del filamento. El gas residual reacciona con este titanio "fresco" quedando adsorbido en la superficie. Este efecto de bombeo, se conoce con el nombre de "gettering".

Por último, existen también las bombas NEG ("Non Evaporable Getter"), que basan su funcionamiento en el proceso de "gettering", pero sin el proceso de sublimación descrito anteriormente. Son cintas metálicas recubiertas por algún compuesto (generalmente de Zr) que reacciona fácilmente con el gas residual, de modo que éste se adsorbe en la superficie. Cuando su capacidad de bombeo disminuye por la ausencia de huecos libres para la adsorción, se recondicionan calentándolas, mientras actúa otro tipo de bombas de vacío.

2.1.2. Presión de equilibrio

Como dijimos en la introducción, la presión de equilibrio de un sistema en condiciones estáticas depende de la desorción térmica de las especies gaseosas presentes en el gas residual y de la interacción de éstas con la superficie interior del sistema, habitualmente metálica. Así, la presión puede expresarse en la forma:

$$P \propto \sum_{i=1}^N \frac{e^{-E_i/k_B T}}{S_i} \quad (2.1)$$

donde E_i es la energía de ligadura del gas i presente en el gas residual y S_i es la velocidad de bombeo para dicho gas. Si esta energía de ligadura es pequeña comparada con $k_B T$, la desorción térmica es grande y por lo tanto, la evacuación del sistema es rápida, alcanzándose rápidamente presiones en el rango del ultra

alto vacío [Redhead, 68]. Si las energías de ligadura son muy grandes en comparación con $k_B T$, la contribución del gas a la presión es muy pequeña, por lo que también es posible alcanzar presiones en el rango del ultra alto vacío. El problema aparece cuando las energías de ligadura son intermedias, en un rango de unos 18 a 25 kcal mol⁻¹ (0.78 a 1.08 eV por molécula, 1 kcal mol⁻¹ = 43.4 meV). Este rango de energías indica moléculas quimisorbidas en la superficie.

Así mismo hay que tener en cuenta cuál es la conductancia del sistema, ya que ésta puede limitar la velocidad de bombeo disponible en el sistema. La conductancia mide el flujo de gas que puede pasar por una determinada parte del sistema y depende de la forma y de la sección de dicha parte, así como de su longitud, de la temperatura del sistema y de la masa atómica del gas del que se trate.

2.1.2. Estructura microscópica

La estructura microscópica de la superficie de los metales que forman los sistemas de vacío consiste en una capa de óxido del metal de modo que la superficie presenta una gran rugosidad y, por tanto, una gran cantidad de lugares disponibles para la quimisorción.

Los factores geométricos medidos en superficies tecnológicas de metales, vienen a ser de 10 - 15 [Watanabe, 80], lo que significa una gran rugosidad en la superficie. En la figura 2.1. pueden verse las estructuras de una superficie de aluminio y otra de acero inoxidable, medidas con un microscopio de fuerza atómica [Ragnar, 91].

Los espectros Auger obtenidos en estas superficies muestran una gran cantidad de Carbono y Oxígeno y los espectros en profundidad muestran también una gran cantidad de estos elementos incluso más allá de las primeras monocapas [Grillot, 78], como se puede ver en la figura 2.2.

2.1.3. Métodos de limpieza

Teniendo en cuenta el destacado papel que juega la superficie del metal en la presión de equilibrio del sistema, hay que tener especial cuidado en el tratamiento que se da a dichas superficies antes de instalarlas en un sistema de vacío. Cada metal suele contar con una serie de procesos 'standard' para su

limpieza. Sin embargo, hay que señalar que, puesto que la limpieza se lleva a cabo en aire, no puede evitarse una capa de óxido superficial.

Los métodos habituales suelen incluir ataques químicos, distintos tipos de descargas en atmósferas de gas (normalmente Ar), distintos tipos de pulidos y horneado a diferentes temperaturas, a ser posible, tras la instalación en el sistema y en vacío [Mathewson, 89]. Es importante tomar precauciones a la hora de la manipulación final del sistema, pues podría producir adsorción de gases o productos en la superficie que después provocaran una desorción térmica que no fuera posible evacuar con las bombas de vacío.

2.1.4. Efecto de la conductancia limitada sobre la presión

Un problema de los sistemas de vacío de los aceleradores es el hecho de contar con conductancias muy limitadas. Esto se debe a la necesidad de campos magnéticos elevados para poder aumentar la energía de las partículas aceleradas. La inducción magnética no es uniforme, en general, y, por tanto, se necesita una inducción elevada para que en el centro del tubo se alcancen los campos electromagnéticos necesarios para acelerar la partícula y para guiarla por el interior del acelerador. Lógicamente, cuanto mayor sea el diámetro del tubo de vacío, mayor será la inducción magnética necesaria.

Igualmente, el espacio disponible para situar las bombas de vacío suele ser limitado, dado el gran número de elementos electromagnéticos (imanes de curvatura, cuadrupolos, correctores, etc.), que son necesarios para el correcto funcionamiento del acelerador.

Por lo tanto, los sistemas de vacío de los aceleradores se caracterizan por tener una gran longitud, una sección relativamente pequeña y las bombas de vacío separadas por una longitud grande comparada con el diámetro del tubo.

Supongamos que tenemos un sistema de vacío de la forma que se muestra en la figura 2.3. Consiste esencialmente en un largo tubo de vacío con bombas situadas a intervalos regulares, de forma que esta estructura se repite a intervalos regulares en toda la máquina. Cada bomba tiene una velocidad de bombeo $2S$ (para N_2) y la distancia entre bombas es $2L$.

Si consideramos una sección infinitesimal del tubo entre x y $x+dx$, el flujo molecular a través de la cámara viene dado por:

$$Q = -c_s \frac{dP}{dx} \quad (2.2)$$

donde P es la presión en Torr y c_s es la conductancia específica del tubo en $\ell \text{ s}^{-1} \text{ m}$.

El cambio en la densidad molecular en el elemento de volumen Vdx entre x y $x+dx$ es:

$$Vdx \frac{dP}{dt} = a dx + c_s \left[\frac{dP}{dx} \right]_{x+dx} - c_s \left[\frac{dP}{dx} \right]_x \quad (2.3)$$

donde V es el volumen por unidad de longitud en $\ell \text{ m}^{-1}$ y a es la desorción de gas por unidad de longitud en Torr $\ell \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-1}$. Teniendo en cuenta que

$$c_s \left[\frac{dP}{dx} \right]_{x+dx} - c_s \left[\frac{dP}{dx} \right]_x = c_s \left[\frac{d^2P}{dx^2} \right] dx \quad (2.4)$$

podemos escribir la ecuación (2.3) como:

$$V \frac{dP}{dt} = a + c_s \frac{d^2P}{dx^2} \quad (2.5)$$

En el estado estacionario, $\frac{dP}{dt} = 0$, por lo que la ecuación diferencial nos queda como sigue:

$$\frac{d^2P}{dx^2} = -\frac{a}{c_s} \quad (2.6)$$

Las condiciones de contorno son las siguientes:

$$\frac{dP}{dx} = 0 \quad \text{para} \quad x = L \quad (2.7)$$

puesto que en el centro del tubo la presión debe ser máxima y

$$P = \frac{aL}{S} \quad \text{para} \quad x = 0, 2L \quad (2.8)$$

puesto que la desorción de gas, en los extremos, debe ser igual a la cantidad de gas bombeada. Recordemos que la velocidad de bombeo es $2S$ y supondremos que cada bomba tiene igual velocidad de bombeo a ambos lados.

La solución final es, pues, la siguiente:

$$P(x) = -\frac{a}{2c_s} x^2 + \frac{aL}{c_s} x + \frac{aL}{S} \quad (2.9)$$

La solución es una parábola con máximo en el centro del tubo de vacío ($x = L$), cuyo valor es:

$$P_{\max} = \frac{aL^2}{2c_s} + \frac{aL}{S} \quad (2.10)$$

El valor mínimo de la presión está situado en los extremos y viene dado por las ecuaciones 2.8, por lo que la diferencia de presiones entre el centro del tubo y los extremos viene dado por:

$$P_{\max} - P_{\min} = \frac{aL^2}{2c_s} \quad (2.11)$$

Esta diferencia de presiones es independiente de la velocidad de bombeo del sistema, sólo depende del flujo de gas, a , de la longitud del tubo y de la conductancia. Para indicar el orden de magnitud de esta diferencia de presiones, podemos dar unos valores típicos a L , c_s y a . Tomemos $2L = 10$ m y el diámetro de tubo igual a 4 cm. Si asumimos que el tubo está horneado, la desorción térmica es aproximadamente $a = 5 \times 10^{-9}$ Torr ℓ s $^{-1}$ m $^{-1}$ [Redhead, 68]. La conductancia específica c_s en ℓ s $^{-1}$ m, se puede calcular, para un tubo circular con longitud mucho mayor que el radio, como:

$$c_s = 92.8 R^3 \sqrt{\frac{T}{300}} \sqrt{\frac{28}{M}} \quad (2.12)$$

donde R es el radio del tubo en cm, T es la temperatura en K y M la masa atómica del gas en unidades atómicas de masa. Con estos datos la conductancia del tubo para una temperatura de 300 K y para N $_2$ ($M = 28$) sería $c_s = 742.4$ ℓ s $^{-1}$ m. Sustituyendo en la ecuación 2.11, la diferencia de presión en Torr, es,

$$P_{\max} - P_{\min} = 8.2 \times 10^{-11} \text{ Torr} \quad (2.13)$$

Por otra parte, si tomamos $2S = 400 \ell \text{ s}^{-1}$, la presión en el centro del tubo será de 2.1×10^{-10} Torr.

Como se puede ver, el efecto de la conductancia limitada en los sistemas de vacío de los aceleradores puede llegar a ser considerable, incluso en condiciones estáticas, en las que la desorción térmica no es importante. Si además hay un fenómeno de desorción inducida, ya sea por fotones, iones o electrones, la desorción a será mayor, al igual que el incremento de presión.

2.2. Sistemas de vacío de aceleradores en condiciones dinámicas

Cuando en un acelerador hay haces circulando, se producen una serie de fenómenos que producen un aumento de presión en el sistema. Para el buen funcionamiento del sistema de vacío, es necesario evaluar estos procesos y cuantificarlos para saber si la presión resultante es aceptable para el funcionamiento de la máquina.

Podemos dividir estos efectos en tres tipos, dependiendo de la partícula que los origina. Primero, estudiaremos el efecto de la radiación de sincrotrón en las paredes del sistema o fotodesorción. A continuación, la desorción producida por iones, que puede llegar a ocasionar un efecto de resonancia en la presión, de modo que el sistema puede llegar a ser inestable. Por último, estudiaremos el efecto del 'multipactoring', un fenómeno de desorción por electrones, que puede producir un efecto de avalancha, haciendo igualmente que el sistema sea inestable.

El primer fenómeno puede darse en aceleradores de protones y electrones o positrones, mientras que los dos últimos son específicamente propios de aceleradores de protones, como veremos a continuación.

2.2.1. Desorción inducida por fotones

La radiación de sincrotrón que se produce en gran cantidad en los aceleradores de electrones y/o positrones, incide sobre una delgada franja en el interior de la cámara de vacío. Esta radiación desorbe una gran cantidad de moléculas de gas. El mecanismo propuesto es el de la producción de un fotoelectrón que, subsiguientemente desorbe una molécula [Fischer, 65][Bernardini, 65].

Además de este efecto, hay fotones que son reflejados o dispersados de modo que inciden sobre toda la cámara de vacío, contribuyendo a la desorción [Gröbner, 89].

Definiremos el coeficiente de fotodesorción para un determinado gas, η_γ , como el número de moléculas de este gas desorbidas por fotón incidente. Experimentalmente se ha observado que este coeficiente no depende del número de fotones incidente [Gröbner, 83].

Así pues, el flujo molecular se puede escribir a temperatura ambiente como:

$$F_M = 3.03 \times 10^{-18} \eta_\gamma \dot{\Gamma} \quad (2.14)$$

donde F_M es el flujo molecular en Torr ℓs^{-1} , η_γ es el coeficiente de fotodesorción en moléculas por fotón y $\dot{\Gamma}$ es el flujo de fotones por segundo.

La medida de los coeficientes de fotodesorción iniciales es muy importante, pues determina cuál es el nivel de presión que se alcanzará cuando los primeros haces circulen por la máquina. Sin embargo, también resulta esencial la medida de su variación con la dosis acumulada de radiación.

A medida que los fotones desorben moléculas de la superficie, ésta se va limpiando, de manera que el coeficiente de fotodesorción disminuye con la dosis acumulada de fotones. En la figura 2.4. puede verse la dependencia del coeficiente de fotodesorción con la dosis, medida en DCI, sobre una cámara de aluminio [Gröbner, 90]. En esta figura puede verse que la reducción de los coeficientes iniciales de fotodesorción con la dosis es bastante pronunciada. A este efecto lo denominaremos "efecto de limpieza".

La medida de la dependencia de los coeficientes de fotodesorción con la dosis de fotones incidentes, permite conocer el tiempo de operación necesario para que los niveles de desorción sean aceptables. La evaluación de este efecto es particularmente importante para los aceleradores de alta luminosidad, como las conocidas como factorías de partículas: " τ -charm" [Baconnier, 90], "Beauty" [Barletta, 91] y " ϕ " [Chimenti, 92].

Con el advenimiento de las bombas NEG (Non Evaporable Getter) y su utilización en sistemas de vacío de aceleradores, como el LEP [Benvenuti, 77],

es también importante conocer la cantidad total de gas desorbida en función de la dosis acumulada, ya que ello permite estimar la cantidad de NEG necesaria para poder bombear el sistema, así como el número de veces que es necesario recondicionarla al cabo de un año de operación. En la figura 2.5, se puede ver la dependencia del número total de moléculas desorbidas con la dosis, para el mismo experimento mencionado anteriormente.

Igualmente, es importante conocer el efecto del tratamiento de la superficie sobre los coeficientes de fotodesorción iniciales. Estos son los que determinan la presión al comienzo de la operación del acelerador, por lo que es interesante tratar de reducirlos en lo posible. Uno de los tratamientos más usuales es el horneado del sistema "in situ" o previo a su instalación. Igualmente, la descarga eléctrica en atmósfera de Ar se emplea habitualmente, para reducir los coeficientes iniciales de fotodesorción. Estos métodos serán estudiados con mayor detalle en este trabajo.

2.2.2. Desorción inducida por iones

Un problema potencial que puede aparecer en los aceleradores de protones de alta energía, es la desorción inducida por iones. Los protones del haz ionizan las moléculas del gas residual. Estos iones positivos, se ven repelidos por la carga positiva de los protones, bombardeando las paredes de la cámara de vacío con energías de hasta varios keV, lo cual es suficiente para desorber las moléculas más fuertemente ligadas.

Si definimos el coeficiente de desorción inducida, η_I , como el número de moléculas desorbidas por ión incidente, entonces el flujo de moléculas desorbidas por segundo y por metro de cámara, en Torr ℓ s⁻¹ m⁻¹, es:

$$F = 1 \times 10^3 \eta_I I \sigma \frac{P}{e^-} \quad (2.15)$$

donde σ es la sección eficaz de ionización en m² (para protones de 7 TeV sobre H₂, por ejemplo, es de 6.8×10⁻²¹ m² [Blechsmidt, 75], I es la corriente de protones en A, P es la presión en Torr y e^- es la carga del electrón (1.6×10⁻¹⁹ C).

Este efecto puede llegar a causar una inestabilidad, denominada inestabilidad de los ISR (Intersecting Storage Rings), ya que fue en estos anillos de almacenamiento en donde se observó por primera vez [Calder, 74]. Este

fenómeno puede limitar la corriente máxima en el acelerador, como veremos a continuación.

Si el sistema está provisto de una bomba a todo lo largo del tubo (como en LEP o en LHC), la ecuación diferencial que regula la presión se puede escribir como:

$$V \frac{dP}{dt} = a + (b - S_L) P + c_s \frac{d^2 P}{dx^2} \quad (2.16)$$

donde S_L es la velocidad específica lineal de bombeo en $\ell \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-1}$ y b es de la forma:

$$b = 1 \times 10^3 \eta_I \sigma \frac{I}{e^-} \quad (2.17)$$

donde b tiene unidades de $\ell \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-1}$, si σ está en m^2 , η_I en moléculas por ión, I en A y e^- en C.

Si suponemos que estamos en una situación estacionaria, $\frac{dP}{dt} = 0$ y la ecuación que hay que resolver se convierte en,

$$\frac{d^2 P}{dx^2} = -\omega^2 P - \frac{a}{c_s} \quad (2.18)$$

donde $\omega^2 = \frac{b - S_L}{c_s}$. Esta ecuación es la ecuación diferencial del movimiento

armónico simple, con un término constante. Su solución general es de la forma:

$$P(x) = A e^{-\omega x} + B e^{\omega x} - \frac{a}{\omega^2 c_s} \quad (2.19)$$

Por simetría, P no puede depender de x , ya que la velocidad de bombeo es constante en toda la zona, por lo que, la única solución posible es el término constante:

$$P = -\frac{a}{\omega^2 c_s} = \frac{a}{S_L - b} \quad (2.20)$$

La presión sólo tiene soluciones físicas si se cumple la siguiente condición de estabilidad:

$$b < S_L \quad (2.21)$$

o lo que es lo mismo:

$$\eta_I I < \frac{e^- S_L}{1 \times 10^3 \sigma} \quad (2.22)$$

Este efecto es un efecto local, que puede aparecer en la zona en la que el coeficiente, η_I , es mayor.

El mecanismo físico que produce esta inestabilidad es un proceso por el que la composición del gas residual se va modificando, de modo que la desorción inducida por iones se refuerza con el tiempo, hasta que la presión del sistema aumenta en varios órdenes de magnitud [Mathewson, 76].

El gas residual que suelen contener los sistemas horneados es H_2 (alrededor de un 90%), con trazas de CH_4 , CO y CO_2 . Así pues, el bombardeo inicial consiste fundamentalmente en iones H_2^+ , que a su vez desorben CH_4 , CO y CO_2 , además del H_2 , de las paredes de la cámara de vacío. De este modo, la composición del gas residual va cambiando y los iones más pesados, CH_4^+ , CO^+ y CO_2^+ comienzan a bombardear las paredes. Ahora bien, el coeficiente de desorción, η_I , para CO_2^+ desorbiendo H_2 , es mayor que el de H_2^+ desorbiendo H_2 , de modo, que la situación que en un principio era estable, puede llegar a ser inestable, por el cambio en la composición del gas residual.

2.2.3. Desorción inducida por electrones: 'Multipactoring'

Cuando el haz de protones se compone de varios paquetes de partículas, puede haber incrementos de presión causados por emisión de electrones. Estos son arrancados por el propio campo eléctrico producido por el paso del haz y son acelerados por éste hacia la pared opuesta. Allí pueden producir electrones secundarios, que son a su vez acelerados hacia la pared contraria por el siguiente paquete.

Si el rendimiento de electrones secundarios producidos es mayor de la unidad puede establecerse una resonancia, si el tiempo entre los paquetes cumple una determinada condición, que se denomina "multipactoring", en la

que grandes corrientes de electrones pueden causar grandes incrementos de presión.

Para describir la situación, supongamos que el cambio en el momento lineal del electrón producido por el paquete de protones que circula es:

$$\Delta p = e^- E \tau \quad (2.23)$$

donde E es el campo eléctrico originado por el paquete en $V m^{-1}$, τ es el tiempo de paso del paquete en s y e^- es la carga eléctrica del electrón en C.

Para llegar al otro lado de la cámara de vacío, a tiempo de que el próximo paquete llegue, el electrón debería tener una velocidad,

$$v = \frac{2R}{\tau_B} \quad (2.24)$$

donde R es el radio de la cámara de vacío en m y τ_B es el tiempo transcurrido entre paquetes en s.

La energía cinética del electrón viene dada por:

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{\Delta p^2}{2m} = \frac{1}{2m} e^2 E^2 \tau^2 \quad (2.25)$$

De manera que su velocidad en función del campo eléctrico es:

$$v = \frac{e}{m} E \tau \quad (2.26)$$

Combinando las ecuaciones 2.24 y 2.26 podemos obtener el campo eléctrico, E , necesario para que el electrón adquiriera la velocidad necesaria para alcanzar el otro lado de la pared:

$$E = \frac{2Rm}{e^- \tau \tau_B} \quad (2.27)$$

El campo eléctrico en una geometría cilíndrica es:

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Q}{R} \quad (2.28)$$

donde Q es la carga por unidad de longitud en $C\ m^{-1}$ y R es el radio de la cámara en m. La carga por unidad de longitud puede expresarse como:

$$Q = \frac{ne^-}{L_B} \quad (2.29)$$

donde ne^- es la carga en un paquete y L_B es longitud del paquete. Puesto que la corriente instantánea debida a un paquete es

$$\hat{I} = \frac{ne^- c}{L_B} \quad (2.30)$$

donde c es la velocidad de la luz, podemos escribir el campo eléctrico en función de la corriente:

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2\hat{I}}{Rc} \quad (2.31)$$

La corriente instantánea está relacionada con la intensidad promedio, $\langle I \rangle$, por la siguiente relación:

$$\hat{I} = \frac{n_H \tau_B}{N\tau} \langle I \rangle \quad (2.32)$$

donde n_H es el número de armónico y N es el número de paquetes.

Combinando 2.31 y 2.32 tenemos:

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2}{Rc} \frac{n_H \tau_B}{N\tau} \langle I \rangle \quad (2.33)$$

De la ecuación 2.27 que nos daba la expresión del campo eléctrico podemos obtener la intensidad promedio necesaria para que se produzca la condición de "multipactoring":

$$\langle I \rangle = 4\pi\epsilon_0 \frac{mc}{e^-} \frac{N}{n_H} \left(\frac{R}{\tau_B} \right)^2 \quad (2.34)$$

Veremos a continuación que si aplicamos esta ecuación a los parámetros del LHC, este efecto es un problema potencial que sería necesario estudiar en mayor profundidad.

2.4. Sistema de vacío del LHC

El sistema de vacío del LHC tiene las ventajas y los inconvenientes de un sistema de vacío en el que sus propias paredes, dada la temperatura tan baja a la que se encuentran, constituyen su sistema de bombeo.

Si bien desde el punto de vista estático, la presión de gas residual resulta muy inferior a los requerimientos, veremos que los efectos dinámicos pueden hacer aumentar la presión hasta valores que impidan el correcto funcionamiento del colisionador.

En este capítulo veremos la influencia que sobre el sistema de vacío del LHC tienen los efectos dinámicos que hemos estudiado en la sección anterior.

2.4.1. Condiciones estáticas de presión

Las presiones en equilibrio del sistema serán despreciables para los gases habituales en cualquier sistema de vacío y, en todo caso, inferiores a las que se necesitan para el funcionamiento de la máquina, que son de 10^{-9} Torr a 5 K [LHC, 93]. Esto se debe a la temperatura de operación de la pantalla, que será de 5 a 10 K.

Si definimos el factor de 'sticking' como la probabilidad de que una partícula se adsorba en una superficie y asumimos que éste es la unidad, para la pantalla a 5-10 K y para los gases habituales (es decir, H_2 , CH_4 , H_2O , CO y CO_2), las velocidades de bombeo por metro de cámara son las que se dan en la tabla 2.I.

Tabla 2.I.: Velocidades de bombeo por metro de cámara en $\ell\ s^{-1}\ m^{-1}$ a 5 K y a 10 K.

Gas	H_2	CH_4	H_2O	CO	CO_2
T = 5 K	7.4×10^3	2.6×10^3	2.5×10^3	2.0×10^3	1.6×10^3
T = 10 K	10.4×10^3	3.7×10^3	3.5×10^3	2.8×10^3	2.2×10^3

Con estas velocidades de bombeo, y teniendo en cuenta la desorción térmica correspondiente a 5 K, se obtendrían presiones de equilibrio menores de 10^{-13} Torr.

Esto es cierto siempre que el recubrimiento de H_2 en la superficie sea menor de una monocapa. Para recubrimientos mayores, la presión de vapor a 4.2 K, sería mayor de 10^{-6} Torr [Benvenuti, 76] según se puede ver en la figura 2.6 en la que se representa la presión en función del recubrimiento de H_2 a diferentes temperaturas.

Como puede comprobarse en la figura, esta presión de vapor depende fuertemente de la temperatura, de modo que es prácticamente despreciable para 1.9 K, que es la temperatura de las paredes de los imanes. Este hecho puede aprovecharse para comunicar con orificios la pared de la pantalla del haz y la de los imanes, de modo que éstos constituyan una bomba de vacío de gran capacidad, cuya velocidad de bombeo estaría únicamente limitada por la conductancia de los orificios.

2.4.2. Condiciones dinámicas de presión

i) Efecto de la radiación de sincrotrón

Como ya vimos en el capítulo primero, los protones del LHC a una energía de 7 TeV emiten una radiación de sincrotrón de 45.3 eV de energía crítica. Con una corriente nominal de 530 mA, cada metro de cámara se verá expuesto a un flujo de 9.6×10^{16} fotones s^{-1} , lo que significa una potencia emitida en forma de radiación de unos 0.44 W para ambos haces.

La radiación de sincrotrón produce la desorción de moléculas de gas de la superficie del metal. Esta desorción será el efecto dominante sobre la presión cuando los haces comiencen a circular por la máquina.

Para estimar el flujo molecular que esto supone para el LHC utilizaremos la ecuación 2.14. Si tomamos un valor del coeficiente de fotodesorción de 1×10^{-3} moléculas por fotón [Gómez-Goñi, 93] y se supone un valor del flujo de fotones de 1×10^{17} fotones $s^{-1} m^{-1}$, el flujo molecular por unidad de longitud a temperatura ambiente resulta ser:

$$F_M = 3 \times 10^{-7} \text{ Torr } \ell s^{-1} m^{-1} \quad (2.35)$$

que es dos órdenes de magnitud mayor que el flujo correspondiente a la desorción térmica en un tubo horneado y que será, por tanto, la mayor fuente de desorción cuando los haces comiencen a circular por la máquina.

ii) Desorción inducida por iones

Si aplicamos la condición de estabilidad para el sistema de vacío del LHC (ecuación 2.22), y asumiendo las velocidades de bombeo de la tabla 2.I y el valor para la sección eficaz de ionización de H_2 con protones a 7 TeV de $6.8 \times 10^{-21} \text{ m}^2$ obtenemos la condición:

$$\eta_1 I < 1.7 \times 10^4 \text{ A} \quad (2.36)$$

Teniendo en cuenta que la intensidad en el LHC es de 0.53 A, el valor máximo de η_1 es de 3.3×10^4 moléculas por ión, que puede parecer un margen suficiente a primera vista. Teniendo en cuenta que los iones en el LHC serán acelerados a una energía de unos 300 eV y que el coeficiente de desorción inducida por iones de dicha energía es de 5 moléculas por ión, esta condición de estabilidad se cumplirá al principio.

Sin embargo, a medida que la radiación de sincrotrón vaya desorbiendo moléculas de la capa de óxido, éstas volverán a ser adsorbidas por efecto de la baja temperatura. De esta forma, se irán depositando moléculas en la superficie. Cuando el número de monocapas se acerca a unas 10, el coeficiente de desorción inducida por iones puede llegar a tener valores próximos a 1×10^4 moléculas por ión de 500 eV de energía [Hilleret, 77]. Por lo tanto, al depositarse capas de gas en la superficie, por efecto de la radiación de sincrotrón, puede llegarse a una situación en la que la condición 2.36 no se cumpla y la presión sea inestable.

iii) "Multipactoring"

Si aplicamos la ecuación 2.34 a los parámetros del LHC, la corriente promedio umbral sería:

$$\langle I \rangle_{LHC} = 0.087 \text{ A} \quad (2.37)$$

tomando los siguientes parámetros [LHC, 93]:

$$N = \text{número de paquetes} = 2835$$

n_H = número de armónico = 35640

t_B = espaciado entre haces = 25 ns

R = radio de la cámara = 20 mm

Puesto que la corriente del LHC es de 0.53 A superior a la corriente umbral, es necesario evitar aquellos materiales para los que el rendimiento de electrones sea superior a la unidad.

iv) Presión de vapor

Debido a la baja temperatura de la pantalla del haz, las moléculas desorbidas por la radiación de sincrotrón, vuelven a adsorberse en la superficie, con una energía de ligadura menor. Como consecuencia de ello, la superficie de la pantalla del haz se cubre de moléculas desorbidas. En particular, el H_2 de la capa de óxido superficial se acumula en la superficie.

Como veíamos en la sección 2.4.1, cuando el recubrimiento de H_2 es inferior a una monocapa, la presión de vapor es independiente de la temperatura e inferior a 10^{-11} Torr. Sin embargo, una vez que el recubrimiento excede de una monocapa, la presión de vapor crece hasta un valor superior a 10^{-6} Torr para temperaturas superiores a 4.2 K [Benvenuti, 76].

Así pues, la fotodesorción no sólo produce un aumento de la presión en presencia del haz, sino que como consecuencia de la acumulación de moléculas adsorbidas en la superficie de la pantalla, puede causar un aumento de la presión que permanezca, incluso en la ausencia del haz. Por lo tanto, resulta esencial conocer el valor de los coeficientes de fotodesorción y su evolución con la dosis, para calcular el denominado, 'tiempo de formación de monocapa', que resulta un parámetro crítico a la hora del diseño del acelerador.

Si este tiempo fuera lo suficientemente largo, comparado con el tiempo de operación en un año, la pantalla podría diseñarse sin orificios. Por el contrario si fuera demasiado corto, la pantalla tendría que contar con dichos orificios, si se quiere evitar frecuentes subidas de la temperatura de la pantalla para desorber todo el H_2 presente en la superficie.

Todo esto será analizado con más detalle, cuando apliquemos los resultados experimentales de este trabajo al sistema de vacío del LHC en el capítulo 5.

Indice de figuras

Figura 2.1. Imágenes con microscopio de fuerza atómica en muestras de Al y acero inoxidable [Ragmar, 91].

Figura 2.2. Espectros en profundidad de Auger del acero inoxidable 316 L+N [Grillot, 78].

Figura 2.3. Esquema del sistema de vacío de un acelerador [Mathewson, 93a].

Figura 2.4. Dependencia del coeficiente de fotodesorción con la dosis en DCI para una muestra de Al [Gröbner, 90].

Figura 2.5. Cantidad total de moléculas desorbidas en función de la dosis en DCI para una muestra de aluminio [Gröbner, 90].

Figura 2.6. Presión de vapor del H_2 para diferentes temperaturas [Benvenuti, 76].

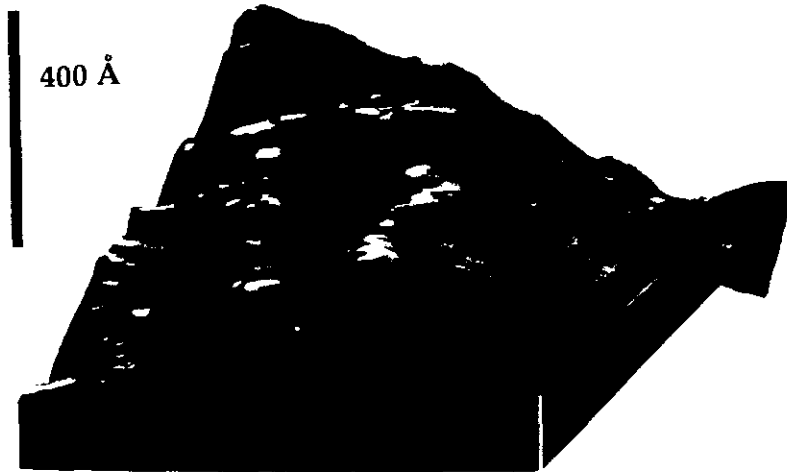
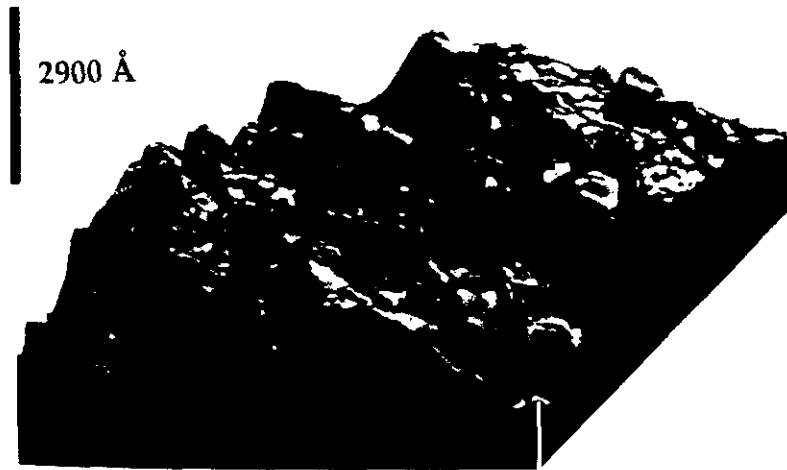


Figura 2.1

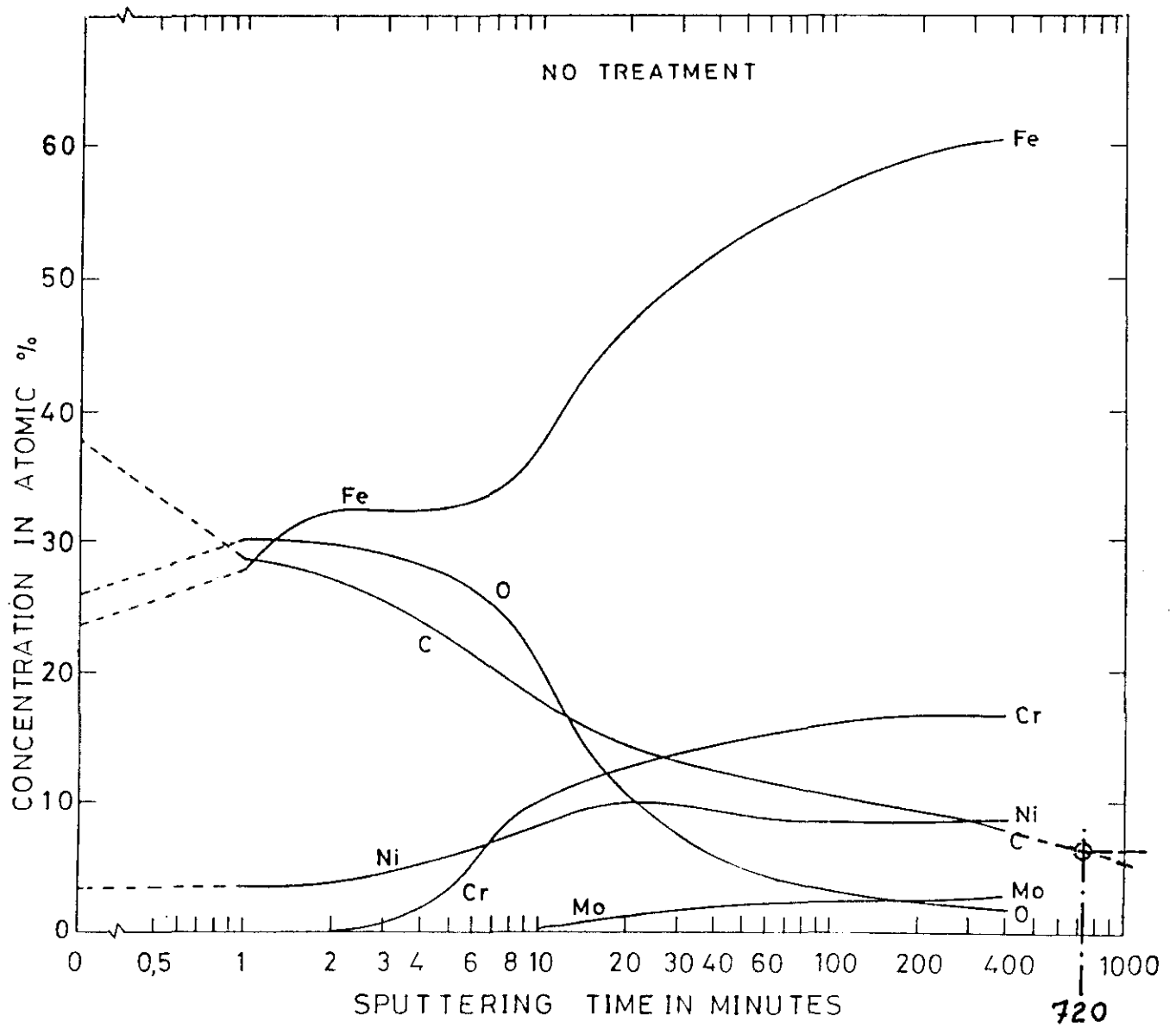


Figura 2.2

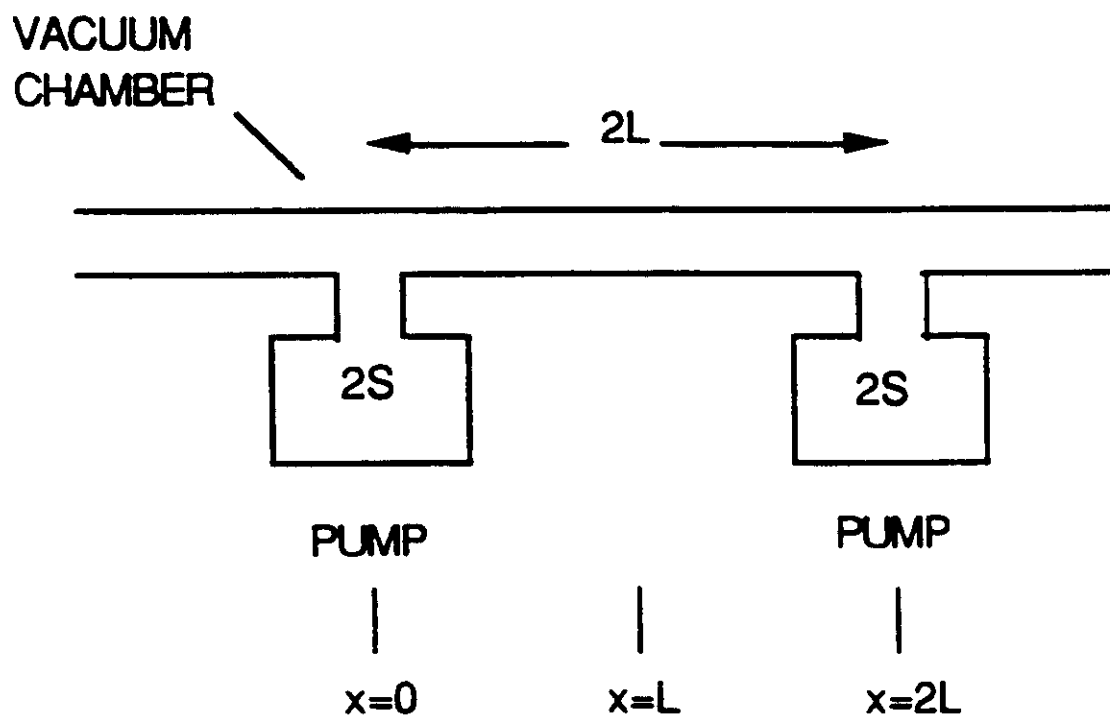


Figura 2.3

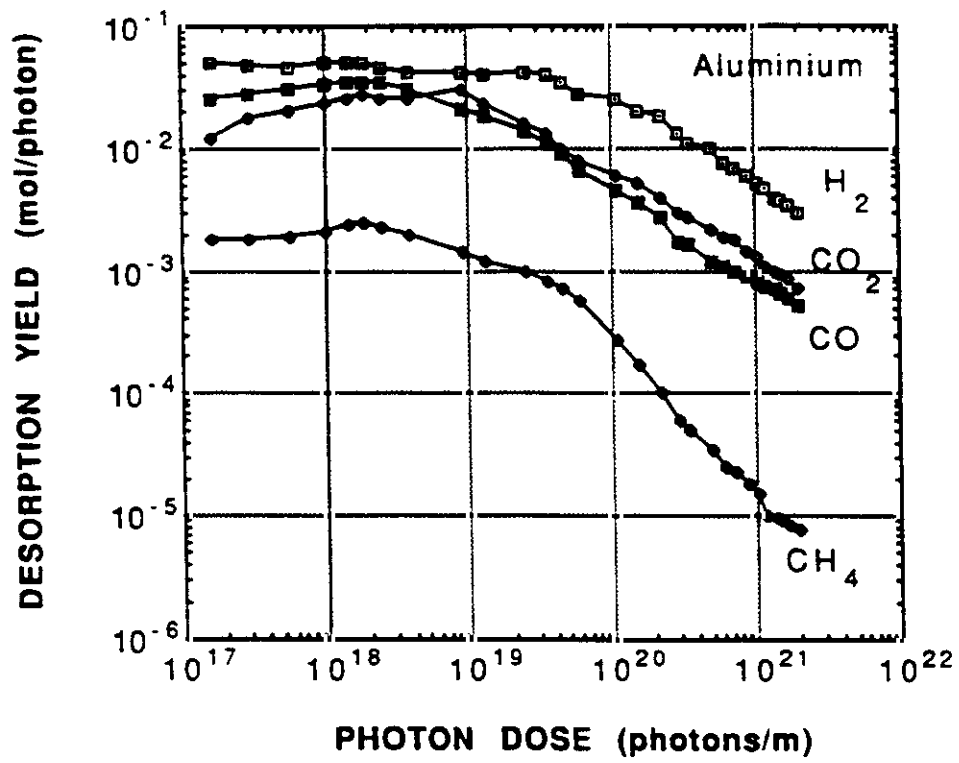


Figura 2.4

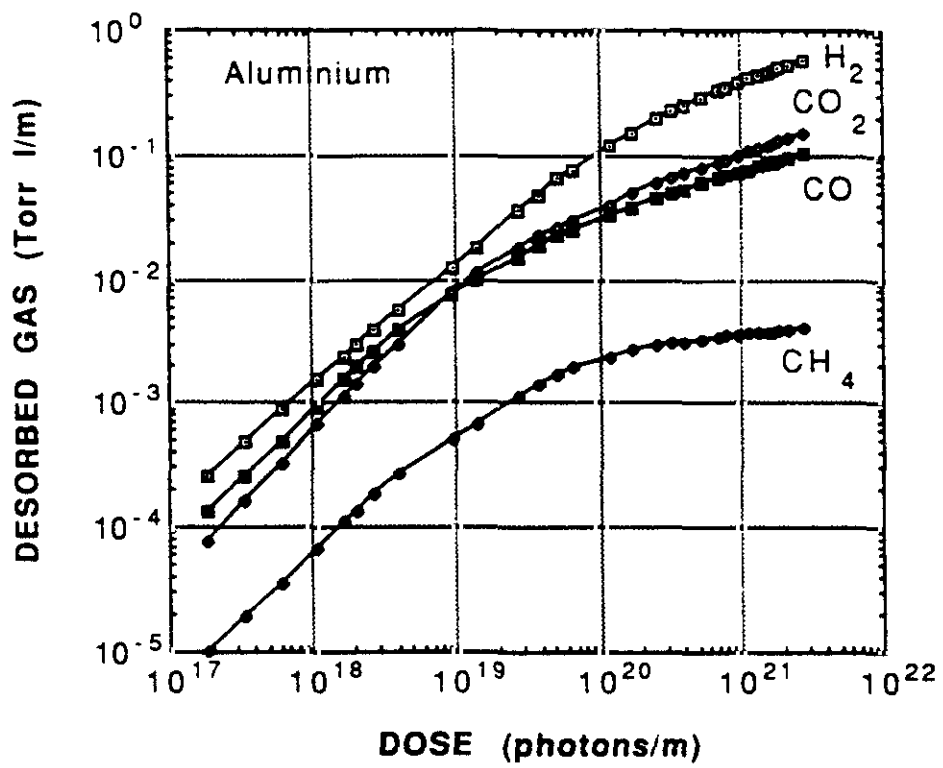


Figura 2.5

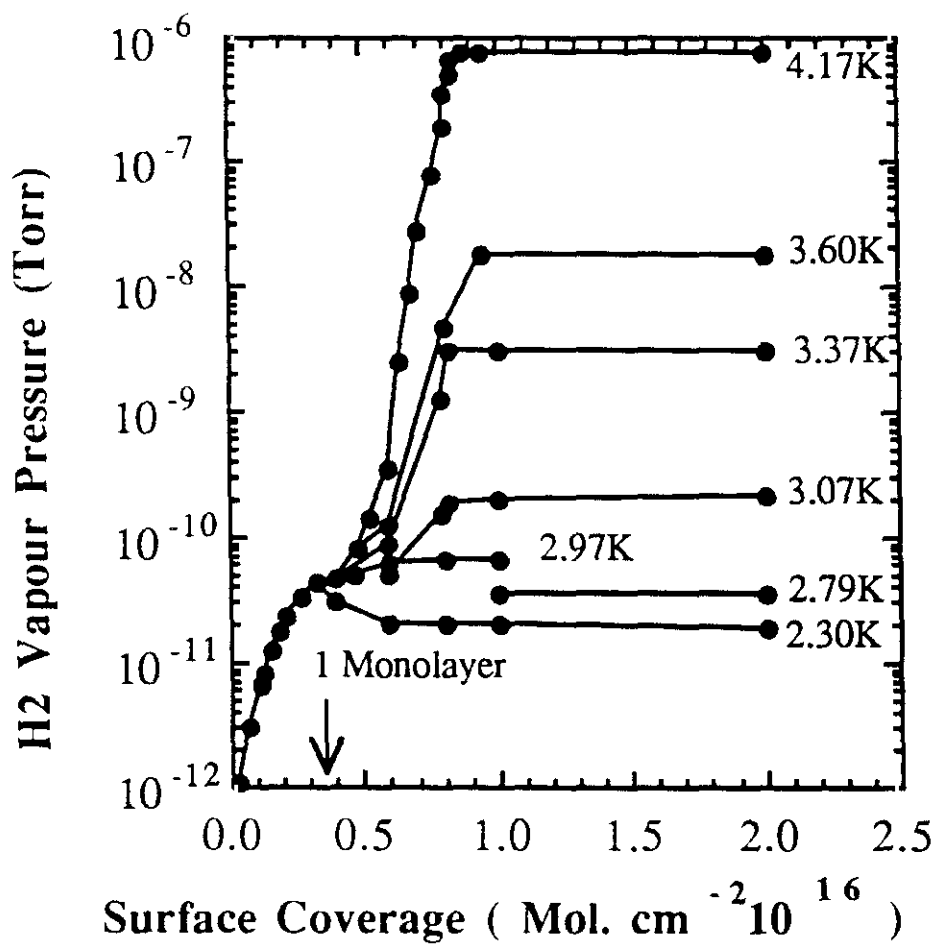


Figura 2.6

Capítulo 3: Desorción inducida por fotones

En este capítulo se presentan las medidas realizadas del coeficiente de desorción inducida por fotones y se estudia su relación con los parámetros característicos de la radiación de sincrotrón, como la energía crítica, con el material y el tratamiento recibido y con la cantidad acumulada de fotones.

La elección de los materiales medidos y los tratamientos realizados en ellos obedecen al criterio de conseguir la información más completa para los materiales típicos que se suelen utilizar en ultra alto vacío. Si bien el material que más probablemente se elegirá para recubrir las paredes internas del LHC es el cobre electrodepositado, como ya se explicó en el primer capítulo, en este estadio del proyecto no parece adecuado limitarse al estudio de un único material. Si se decidiera, por algún motivo, cambiar el material elegido para la superficie interior, se dispondría de medidas experimentales con las que estimar el comportamiento del LHC. Igualmente, los tratamientos realizados sobre estos materiales han seguido los procedimientos usados habitualmente, que no necesariamente será posible aplicar, pero que proporcionan información sobre el comportamiento de la fotodesorción con el estado de la superficie.

En la primera sección, describiremos de manera general el sistema experimental y las características de la radiación de sincrotrón. En la segunda expondremos la calibración del sistema de medida, es decir, de los manómetros de ionización Bayard-Alpert y del analizador de masas. Seguidamente se describirá el método de análisis utilizado para obtener los coeficientes de fotodesorción. A continuación, describiremos los métodos de limpieza seguidos con cada uno de los materiales estudiados. Por último, presentaremos los resultados experimentales, mostrando la relación que existe entre el coeficiente de fotodesorción, η_γ , que mide el número de moléculas desorbidas por fotón incidente y las características de la radiación de sincrotrón, como la energía crítica, con el tratamiento recibido por cada material, con la dosis de fotones recibida y con la producción de fotoelectrones.

Este último punto resulta especialmente interesante, ya que como se apuntaba en el capítulo 2, el proceso de la desorción inducida por fotones pudiera deberse a la producción de fotoelectrones que, a continuación, desorben moléculas adsorbidas en la superficie interior de la cámara de vacío.

3.1. Descripción del sistema experimental

3.1.1. El acumulador de electrones y positrones (EPA)

El acumulador de electrones y positrones (EPA), es uno de los aceleradores que componen el complejo de inyectores de LEP. Este acelerador tiene la característica de que la energía crítica en las condiciones nominales es próxima a la del LHC, pudiendo además acceder a un intervalo de energías críticas entre aproximadamente 10 eV y 300 eV. Por ello se propuso instalar en ella una línea de radiación de sincrotrón que pudiera simular el efecto de la radiación de sincrotrón en el LHC [Gröbner, 91]. Los parámetros más importantes de la máquina figuran en la tabla 3.I [LEP, 1983].

Tabla 3.I: Principales parámetros del acumulador de electrones y positrones (EPA).

Parámetros EPA	
Longitud (m)	125.6
Energía nominal (GeV)	0.5
Radio de curvatura (m)	1.43
Energía crítica de la radiación de sincrotrón (eV)	194
Intensidad máxima (mA)	300
Flujo de fotones máximo en $2\pi r$ por unidad de intensidad y energía (fotones $s^{-1} mA^{-1} GeV^{-1}$)	8.08×10^{17}

3.1.2. Radiación de sincrotrón

El sistema experimental está representado esquemáticamente en la figura 3.1.

La radiación de sincrotrón se extrae, sin monocromatizar, de un imán de curvatura. Un colimador de sección cuadrada produce un haz de fotones de

7.8 mrad, horizontal y verticalmente. Debido a la colimación vertical, los fotones de energía menor de 4.2 eV son atenuados por el colimador.

Esta atenuación es debida a la distribución angular de los fotones emitidos, que están tanto más focalizados cuanto mayor es su energía, de modo que los fotones de alta energía se concentran en ángulos de emisión bajos. Por el contrario, los fotones de baja energía del espectro, tienden a tener una mayor dispersión angular.

Si tuviéramos una fuente puntual, la emisión se distribuiría en conos de base creciente según disminuye la energía, pero como el colimador tiene una anchura finita, en realidad recoge la radiación de sincrotrón de varias fuentes puntuales, con lo que el colimador, en su colimación horizontal, tan sólo limita el número de fuentes puntuales que se recogen. De este modo, la colimación horizontal no corta el espectro de fotones, sino que tan sólo reduce su intensidad.

Sin embargo, la colimación vertical limita el número de fotones de baja energía, ya que éstos tienden a tener una mayor dispersión angular. En nuestro caso, dicha atenuación comienza a ser efectiva por debajo de 4.2 eV. Hay que señalar, de todos modos, que la distribución angular de fotones tiene su máximo en la zona correspondiente al centro del colimador, por lo que dicha atenuación será, en el caso máximo, del orden de un 20% [Wallén, 94].

3.1.3. Alineamiento

Un sistema mecánico con dos motores permite alinear el sistema experimental con la dirección esperada de la radiación de sincrotrón incidente. Para ello, se dispone de una cámara de vídeo situada en el extremo del tubo de vacío, protegida con una ventana de plomo para evitar las radiaciones de mayor energía. Para corregir pequeñas desviaciones del haz con respecto al eje del sistema, dos imanes de corrección permiten posicionar el haz en el eje geométrico del sistema. Una vez comprobado que el sistema está alineado con el haz, se desplazan los motores hasta conseguir un ángulo medio de incidencia de los fotones de 11 mrad con respecto de la pared del tubo. La radiación de sincrotrón incide en una longitud de 3.4 m ($11 \text{ mrad} \pm 4 \text{ mrad}$). El ángulo de incidencia de los fotones en el LHC será de aproximadamente 5 mrad.

Un hilo orientado en el plano horizontal del sistema, que se puede desplazar verticalmente por un motor de precisión paso a paso, permite realizar un barrido vertical del haz de fotones, midiendo la corriente de fotoelectrones producidos por la radiación incidente en el hilo. De esta forma, es posible conocer el perfil vertical de la radiación de sincrotrón incidente.

3.1.4. Sistema de bombeo

Una vez instaladas, las cámaras de vacío son evacuadas utilizando una combinación de una bomba primaria (en este caso, una bomba rotatoria) y una bomba turbomolecular. Cuando la presión interior es de unos 10^{-8} Torr, las cámaras son bombeadas con una combinación de dos bombas de sublimación de Ti y una bomba iónica cuyas velocidades de bombeo nominales (para N_2) son de $1000 \ell s^{-1}$ para cada una de las bombas de sublimación y de $200 \ell s^{-1}$ para la bomba iónica. Estas bombas están situadas en una cámara que llamaremos de bombeo y que se comunica con el sistema de medida por una conductancia calibrada de $73.75 \ell s^{-1}$ para N_2 .

Tanto la cámara de bombeo como el sistema de medida están aislados del tubo muestra por una válvula de vacío a control remoto, operada con presión de N_2 (válvula VAT). Esto permite mantener el sistema de vacío y, lo que es más importante, el sistema de medida, bajo condiciones de UHV ($\sim 5 \times 10^{-11}$ Torr).

3.1.5. Sistema de medida

El sistema de medida está constituido por dos manómetros de ionización Bayard-Alpert (BA) calibrados, uno cercano al tubo muestra y situado detrás de la conductancia, que llamaremos manómetro del tubo muestra y el segundo cerca de la bomba iónica, que denominaremos manómetro de la cámara de bombeo.

Un analizador de masas, que utiliza un cuadrupolo y que está calibrado con respecto al manómetro del tubo, mide las presiones parciales de los gases presentes en el gas residual.

En el centro del tubo muestra hay un hilo de acero inoxidable suspendido a lo largo del eje del sistema que tiene 200 mm de largo y 1 mm de diámetro. Con él es posible medir la corriente de fotoelectrones producidos por el haz de

fotones incidentes, aplicando un potencial de +1000 V al hilo y midiendo la corriente con respecto a la masa. El potencial de 1 kV es arbitrario y se ha elegido como un compromiso entre potenciales muy altos que podrían influenciar la medida y potenciales muy bajos que podrían estar expuestos a interferencias con otros fenómenos. Si se aumenta el potencial aplicado se aumenta la corriente de electrones recogida [Gröbner, 89].

3.2. Calibración del manómetro Bayard-Alpert

La calibración del manómetro de ionización Bayard-Alpert se realiza en el sistema experimental que se muestra en la figura 3.2 [Laurent, 94]. Esta calibración es previa a la instalación del manómetro en la línea de radiación de sincrotrón.

En primer lugar se calibra un manómetro, que denominaremos de referencia. Para ello se inyecta un flujo conocido de un determinado gas en un sistema en el que la velocidad de bombeo para dicho gas es conocida. El cociente entre dichas cantidades, nos da la presión en el sistema. Comparando este cociente con la presión medida por el manómetro de referencia, podemos calcular el coeficiente de corrección para dicho gas del manómetro de referencia. Este coeficiente se define como el cociente entre la presión calculada a través del flujo de gas, P_i , y la presión leída por el manómetro, $P_{i,ref}$. Este cociente depende del gas i del que se trate:

$$F_i = \frac{P_i}{P_{i,ref}} \quad (3.1)$$

Una vez medido el coeficiente de corrección del manómetro de referencia podemos medir dichos coeficientes para otros manómetros, en concreto el Bayard-Alpert, comparando sus lecturas de presión con las del manómetro de referencia.

Así pues, podemos decir que la presión medida por un manómetro determinado depende de la composición del gas residual, ya que tiene distintos coeficientes de corrección para cada gas. Para que no haya ambigüedades a la hora de interpretar la lectura de presión de un manómetro, se define la presión equivalente N_2 como la que tendría un sistema si el gas residual estuviera compuesto únicamente de N_2 . Habitualmente los manómetros de ionización están calibrados para dar la presión en equivalente N_2 .

En la práctica se utilizan las sensibilidades relativas de cada gas con respecto al N₂. Dicha sensibilidad, S_i^g , para un determinado gas i se define como:

$$S_i^g = \frac{P_i(\text{Abs})}{P_i(\text{N}_2)} = \frac{F_i}{F_{\text{N}_2}} \quad (3.2)$$

donde $P_i(\text{N}_2)$ es la presión total del gas i medida en el manómetro (en equivalente N₂) y $P_i(\text{Abs})$ es la presión absoluta del gas i , medida con un manómetro calibrado. La sensibilidad es igual al cociente entre los coeficientes de corrección para el gas i y para el N₂, de modo que la sensibilidad para N₂ es la unidad.

3.3. Calibración del analizador de masas

3.3.1. Consideraciones generales

Antes de describir el procedimiento empleado en la calibración del analizador de masas, conviene recordar su principio de funcionamiento. En la figura 3.3 se presenta un esquema del analizador empleado en todas las experiencias (modelo Balzers QMG 112B) [Balzers, 81]. Consta de una fuente de iones, que consiste en un filamento de tungsteno que emite electrones que ionizan el gas residual, cuatro barras en las que se aplica un potencial alterno con una frecuencia en el dominio de la radiofrecuencia, y un multiplicador de electrones secundarios (SEM). Las barras constituyen un cuadrupolo eléctrico, que según el valor del potencial aplicado, deja pasar tan sólo los iones con una determinada relación masa/carga, para después ser contados con una caja de Faraday. La presión parcial de cada gas es proporcional a la corriente iónica medida por el analizador.

El multiplicador de electrones secundarios amplifica las corrientes iónicas recogidas, de forma que sean medibles, especialmente cuando la presión total es pequeña ($< 10^{-6}$ Torr) y, por consiguiente, las corrientes iónicas también. Sin embargo, los multiplicadores de electrones pueden presentar problemas, ya que no son estables y su sensibilidad global puede variar con el tiempo y con las condiciones de operación [Blanchard, 86][Dylla, 83]. De todos modos, en un intervalo de presiones inferior a 10^{-6} Torr, la relación entre especies gaseosas permanece constante, de modo que siempre es posible obtener la variación

global de la sensibilidad, con la ayuda de un manómetro de ionización BA previamente calibrado.

El manómetro de ionización BA no tiene multiplicador de electrones secundarios, ya que mide la corriente iónica total, de modo que es más estable que el analizador. Por ello, se ha elegido un método de calibración relativo al manómetro, previamente calibrado con respecto a un manómetro de referencia, en lugar de calibrar la sensibilidad del analizador para cada gas utilizando algún método de calibración absoluto. La ventaja de este método radica en la posibilidad de calibrar el analizador "in-situ", mediante una simple entrada de gases, en lugar de tener que utilizar una válvula calibrada y la complicación que ello supone.

En los sistemas que estamos tratando, en los que medimos la desorción inducida por fotones o electrones, los gases que generalmente son desorbidos son H_2 , CH_4 , CO , CO_2 y H_2O , de modo que la calibración puede hacerse para estos gases únicamente. En los sistemas bombardeados en atmósfera de Argon, podría estar presente este gas. La presencia de otros gases se debe generalmente a un proceso de limpieza no muy cuidadoso o a alguna contaminación accidental.

La calibración para el agua es complicada ya que tiende a depositarse en las paredes del sistema de vacío. La lectura de la presión en inyección estará afectada de un importante error [Dwyer, 77]. Así pues se ha tomado el valor de la unidad, tanto para la sensibilidad del analizador como para la del manómetro de ionización. De este modo, si bien no se pueden comparar los valores del coeficiente de fotodesorción del agua al de los demás gases, sí se puede estudiar su evolución.

3.3.2. Descripción del método de calibración

El método de calibración empleado para el analizador de masas es esencial, pues nos permite extraer del incremento de las corrientes iónicas medidas para cada gas y de la presión, el coeficiente de fotodesorción.

Existen en la literatura abundantes ejemplos de calibración, que han sido recientemente ordenados y homologados por la Sociedad Americana de Vacío, como procedimientos recomendados de calibración de analizadores de masa [Basford, 93].

Una vez que el sistema ha alcanzado una presión base en el rango de 1×10^{-10} Torr, se mide la presión total en el manómetro BA y el espectro residual con la ayuda del analizador de masas. A continuación, se inyecta el gas cuya sensibilidad se desea calibrar, con una válvula de admisión de gases y se miden la presión total (en equivalente N_2) y el espectro residual. Puesto que hemos inyectado un gas conocido, el espectro residual consistirá únicamente en el gas inyectado, siempre que la presión sea mucho mayor que la presión base. Las presiones del gas inyectado se hacen variar en un intervalo de 5×10^{-9} a 5×10^{-7} Torr, por lo que la hipótesis anterior es correcta. Se calculan entonces los coeficientes de sensibilidad del analizador de masas para cada gas, que se definen como:

$$S_i^{qmg} = \frac{\Delta P_i(N_2)}{\Delta I_i} \quad (3.3)$$

donde $\Delta P_i(N_2)$ es el incremento de presión total medido en el manómetro BA (en equivalente N_2) entre la presión a la que admitimos el gas y la presión base y ΔI_i es el correspondiente incremento en la corriente iónica del gas i medida en el analizador de masas. Habitualmente, se toman las sensibilidades relativas al CO ($M = 28$ u.a.m.). En la tabla 3.II, se detallan las sensibilidades relativas calibradas para cada gas, tanto para el analizador de masas como para el manómetro de ionización utilizados en las experiencias de fotodesorción.

Tabla 3.II: Sensibilidades relativas respecto al N_2 (manómetro) y CO (analizador) para los gases más habitualmente desorbidos.

Gas	Masa (u.a.m)	S_i^{qmg} (Torr mA ⁻¹)	S_i^g
H ₂	2	0.39	2.22
CH ₄	15	2.00	0.46
	16	1.70	0.46
CO	28	1.00	0.87
N ₂	28	--	1.00
Ar	40	2.23	0.70
CO ₂	44	3.06	0.93

Hay que señalar que todos los gases presentan un patrón característico de masas en el analizador ('cracking pattern'). Este patrón depende de la probabilidad de romper una molécula en iones más pequeños, que posteriormente den lugar a la medida de picos en una serie de masas

características. Puesto que habitualmente el gas residual consta de varios gases diferentes, puede llegar a ser difícil separar las contribuciones de distintos gases. En particular, el CH₄ tiene el máximo en la masa 16, pero en este número de masa hay contribuciones debidas al H₂O, al CO y al CO₂, por lo que la corriente iónica del CH₄ se mide en el número de masa 15. Igualmente puede existir ambigüedades en la masa 28, ya que puede venir del CO, del N₂ o del CO₂. Entre el CO y el N₂ se puede diferenciar por la presencia o no de corriente iónica en la masa 14, que indicaría N₂. La contribución de CO₂ a la corriente iónica medida en la masa 28 es de un 13% de la corriente iónica medida en la masa 44. En la tabla 3.III se presentan los patrones característicos de las moléculas de gas presentes en el sistema de vacío.

Tabla 3.III: Patrón característico ('cracking pattern') de los gases más habituales en los sistemas de vacío.

M (u.a.m)	H ₂	CH ₄	H ₂ O	N ₂	CO	O ₂	Ar	CO ₂
1	3	16.5	2.4					
2	100							
12		3.0			6.3			9.7
13		7.8						
14		16.0		14	0.8			
15		85.0						
16		100	1.8		2.8	18		16.0
17		1.2	26					
18			100					
20							22.6	
22								2.1
28				100	100			13.0
29				0.7	1.2			
32						100		
34						0.4		
36							0.34	
38							0.06	
40							100	
44								100
45								1.2

El método de calibración es lineal hasta un valor límite de 10⁻⁶ Torr [Redhead, 68], que nunca se excederá en las experiencias de irradiación con fotones o electrones objeto de la presente tesis.

A la hora de calibrar un analizador de masas cuadrupolar, como en nuestro caso, debe tenerse muy en cuenta el ajuste de la resolución. Como se

señala en la referencia [Mathewson, 85] y como se ha comprobado en las calibraciones llevadas a cabo en el presente trabajo, pequeñas diferencias en la resolución pueden originar errores significativos al evaluar las corrientes iónicas de los gases detectados, especialmente las correspondientes a gases con números de masa grandes, como el CO₂. Esto se ilustra en la figura 3.4. en la que se muestra el efecto del cambio de la resolución en la corriente iónica del CO₂.

3.4. Descripción del método de análisis

Una vez calibrado el analizador se puede obtener el incremento de presión para cada gas (en equivalente N₂), a partir de los incrementos medidos de la corriente iónica para cada gas, mediante la expresión:

$$\Delta P_i(N_2) = S_i^{qmg} \Delta I_i \quad (3.4)$$

La presión total, medida con el manómetro de ionización BA en equivalente N₂, debe ser proporcional a la suma de las presiones parciales de los gases presentes con una constante de normalización, k . Esta normalización se debe a que la corriente iónica, medida en el analizador de masas, varía con el tiempo por un efecto de envejecimiento del multiplicador de electrones secundarios [Dylla, 83].

$$\Delta P(N_2) = k \sum_{j=1}^n \Delta P_j(N_2) = k \sum_{j=1}^n S_j^{qmg} \Delta I_j \quad (3.5)$$

De esta ecuación se puede obtener el valor de la constante de normalización, k ,

$$k = \frac{\Delta P(N_2)}{\sum_{j=1}^n S_j^{qmg} \Delta I_j} \quad (3.6)$$

De manera que la presión normalizada, en equivalente N₂, es:

$$\Delta P_i(\text{Norm}, N_2) = k \Delta P_i(N_2) = \frac{S_i^{qmg} \Delta I_i}{\sum_{j=1}^n S_j^{qmg} \Delta I_j} \Delta P(N_2) \quad (3.7)$$

En esta relación, también es posible utilizar sensibilidades relativas, ya que las sensibilidades están en el numerador y en el denominador.

La presión así obtenida está expresada en equivalente N_2 , así que es necesario pasarla a unidades absolutas. Tomando la ecuación 3.2, que definía la sensibilidad del manómetro para cada gas, se puede expresar la presión absoluta como:

$$\begin{aligned} \Delta P_i (\text{Norm, Abs}) &= S_i^g \Delta P_i (\text{Norm, } N_2) = \\ &= S_i^g \frac{S_i^{qmg} \Delta I_i}{\sum_{j=1}^n S_j^{qmg} \Delta I_j} \Delta P (N_2) \end{aligned} \quad (3.8)$$

Nótese en esta expresión, que es necesario medir las condiciones iniciales o de base, para poder obtener el incremento absoluto de presión. Sin embargo, no es necesario conocer los valores absolutos de las corrientes iónicas para cada gas, ya que aparecen en el numerador y denominador, sólo es necesario obtener una señal proporcional a las mismas.

El coeficiente de fotodesorción, η_γ se define como el número de moléculas desorbidas por fotón incidente. Este coeficiente viene dado por el cociente entre el flujo molecular, F_M (moléculas s^{-1}) y el flujo de fotones por unidad de tiempo, \dot{N}_γ (fotones s^{-1}) que incide sobre la cámara.

El flujo molecular bombeado por el sistema de vacío es:

$$F_M (\text{mol } s^{-1}) = 3.3 \times 10^{19} (\text{mol Torr}^{-1} \ell^{-1}) S_i (\ell s^{-1}) \Delta P_i (\text{Torr}) \quad (3.9)$$

donde 3.3×10^{19} es el número de moléculas de gas presentes en 1 ℓ a una presión de 1 Torr y a una temperatura de 293 K, ΔP_i es el incremento absoluto de presión expresado en la ecuación 3.8 y S_i es la velocidad de bombeo para el gas i , expresada en ℓs^{-1} .

En nuestro caso, la velocidad efectiva de bombeo para cada gas, viene determinada por la conductancia. Si suponemos que las bombas están situadas en paralelo, su capacidad conjunta viene dada por la suma de sus velocidades de bombeo en ℓs^{-1} . Así, tendremos que la velocidad total nominal de bombeo

para N_2 es de $2200 \ell s^{-1}$, que es mucho mayor que la conductancia de $73.75 \ell s^{-1}$. Sin embargo, la velocidad de bombeo depende del gas y de la presión del sistema, de modo que es necesario verificar si nuestra hipótesis es correcta.

Para ello, tenemos dos manómetros situados a ambos lados de la conductancia. El flujo de moléculas a través de la conductancia viene dado por el producto de la presión medida con el manómetro del tubo muestra, P_T y la conductancia, C en ℓs^{-1} . Este flujo, debe ser igual al flujo bombeado por las bombas, que es el producto de la presión medida en el manómetro de la cámara de bombeo, P_P y la velocidad de bombeo total, S_{tot} :

$$P_T C = P_P S_{tot} \quad (3.10)$$

Si las presiones medidas en ambos manómetros son aproximadamente iguales, la velocidad de bombeo proporcionada por las bombas de vacío es aproximadamente igual a la conductancia. Esto significa que la capacidad de bombeo no estaría limitada por la conductancia, sino por las variaciones intrínsecas del sistema de bombeo. En cambio, si la presión de bombeo es menor que la del tubo, la velocidad de bombeo está efectivamente limitada por la conductancia calibrada.

En nuestras experiencias, la presión de la cámara de bombeo, siempre ha sido mucho mayor que la presión del tubo muestra, por lo que la hipótesis es correcta y podemos asumir que la velocidad de bombeo es igual a la conductancia,

$$S_i (\ell s^{-1}) = C_M (\ell s^{-1}) = 11.8 \sqrt{\frac{28}{M}} \sqrt{\frac{T}{293}} A \quad (3.11)$$

donde C_M es la conductancia para la masa M , A es el área del orificio en cm^2 , M es la masa atómica en unidades atómicas de masa, y T es la temperatura en K. En nuestro caso, A es $6.25 cm^2$ y, considerando una temperatura de 293 K, la expresión 3.11, se convierte en:

$$C_M (\ell s^{-1}) = 73.75 \sqrt{\frac{28}{M}} \quad (3.12)$$

En el equilibrio, este flujo molecular tiene que ser igual a la cantidad de moléculas desorbidas, que a su vez vendrá dada por el producto del flujo de fotones por unidad de tiempo y el coeficiente de fotodesorción de moléculas desorbidas por fotón:

$$F_M \text{ (moléculas s}^{-1}\text{)} = \dot{N}_\gamma \text{ (fotones s}^{-1}\text{)} \eta_\gamma \text{ (moléculas fotón}^{-1}\text{)} \quad (3.13)$$

donde \dot{N}_γ es el flujo de fotones por unidad de tiempo, que, para los parámetros de EPA, se puede expresar como,

$$\dot{N}_\gamma \text{ (fotones s}^{-1}\text{)} = 1 \times 10^{15} E_B \text{ (GeV)} I_B \text{ (mA)} \quad (3.14)$$

Finalmente, de la ecuación 3.13 se deriva la siguiente expresión para η_γ

$$\eta_\gamma \text{ (moléculas fotón}^{-1}\text{)} = 1.29 \times 10^7 \frac{\Delta P \text{ (Torr)}}{E_B \text{ (GeV)} I_B \text{ (mA)} \sqrt{M}} \quad (3.15)$$

en donde la masa M del gas, está expresada en unidades atómicas de masa.

3.5. Tratamiento de los materiales

3.5.1. Acero inoxidable 316 L+N

El acero inoxidable 316 L+N es un material ampliamente utilizado en el dominio del ultra alto vacío por sus propiedades mecánicas y magnéticas, por su capacidad para ser calentado a altas temperaturas (950°C) y por su relativamente baja tasa de desorción térmica. Su composición nominal en masa es 64.2% de Hierro, 17.7% de Cromo, 13.6% de Niquel y 2.7% de Molibdeno. La cámara, de 4.2 m de largo y 131 mm de diámetro fue manufacturada a partir de un tubo de acero.

El proceso de limpieza de la cámara fue como se describe a continuación:

- 1) Exposición a vapor de percloroetileno a 121°C.
- 2) Inmersión en un detergente alcalino a 65°C, con ultrasonidos.
- 3) Aclarado en agua fría desmineralizada.

4) Secado en un horno de vacío a 150°C.

Los dos primeros procesos sirven para eliminar la suciedad procedente de la fase de manufacturación, esencialmente los líquidos de corte, que son grasas en su mayoría. Los dos últimos son simplemente para retirar las trazas del percloroetileno y del detergente, intentando no oxidar demasiado la cámara.

De forma adicional, la cámara fue tratada por el procedimiento de 'vacuum-firing', que consiste en calentar la cámara en horno de vacío a 950°C. Este tratamiento se ha revelado muy eficaz para reducir los niveles de desorción, como se ha comprobado en algunos aceleradores existentes [Bourgeois, 87].

Finalmente, para hacer un ensayo de vacío límite, la cámara fue horneada en vacío en el laboratorio a 300°C durante 24 horas.

3.5.2. Cobre OFHC (Oxygen Free High Conductivity)

En lugar de manufacturar una cámara de cobre completa, se fabricaron cinco piezas cilíndricas de cobre, a partir de una lámina de 1 mm de espesor. Los cilindros, de 832 mm de longitud y el mismo diámetro que la cámara de acero inoxidable, fueron instalados en el interior de la cámara de modo que la cubrían completamente. Sin embargo, para evitar problemas debidos al aire atrapado entre la cámara y los tubos, éstos no fueron soldados, sino solamente enrollados, dejando una pequeña abertura de unos 2 mm de ancho a todo lo largo del tubo. El contacto térmico entre los tubos y la cámara era lo suficientemente bueno como para evitar problemas de calentamiento debido al haz de fotones incidente.

El proceso de limpieza seguido en este caso fue el siguiente:

- 1) Exposición a vapor de percloroetileno a 121°C.
- 2) Inmersión en un detergente alcalino a 65°C, con ultrasonidos.
- 3) Ataque químico con ácido clorhídrico.
- 4) Pasivación en una solución de ácido crómico y ácido sulfúrico.

5) Aclarado en agua fría desmineralizada.

6) Secado con N₂ gas.

Los dos primeros procesos, como en el caso del acero, eliminan la suciedad de la manufacturación, mientras que los dos siguientes sirven para reemplazar la capa de óxido por otra capa más limpia, que incluye Cr como pasivador. Con los dos últimos, como en el caso del acero, se retiran las trazas de los reactivos químicos utilizados en los procesos anteriores.

3.5.3. Cobre Electrodepositado

La electrodeposición del cobre se realizó sobre una cámara de acero inoxidable tratada previamente como se ha descrito 3.5.1. Este método especial de electrodeposición [Puipe, 92] utiliza una solución pirofosfatada y una técnica de inversión pulsada de corriente para conseguir un mayor grado de uniformidad que las técnicas convencionales. La capa de cobre es bastante plana y densa [Dalin, 93], según se puede ver en la figura 3.5.

El recubrimiento consiste en una capa de 0.1 µm de níquel (Ni), seguida por una capa de 0.2 µm de oro (Au) y una capa de 100 µm de cobre (Cu). Tras la deposición, la cámara no fue tratada con ningún proceso químico, para evitar la degradación de la capa de cobre.

Únicamente, fue bombeada durante varios días en el laboratorio para comparar su desorción térmica con la de una cámara de acero inoxidable de las mismas dimensiones. Ambas cámaras se comportaron de una manera análoga [Mokal, 92].

3.5.4. Aluminio

El manufacturado fue similar al caso del cobre OFHC. Se utilizaron fundas de una aleación de Al anticorrosión (ISO Al-Si1-Mg-Mn 6082) de 1 mm de espesor. Las fundas siguieron el mismo tratamiento de limpieza utilizado en el caso del acero inoxidable 316 L+N, excepto el tratamiento de 'vacuum-firing'.

3.6. Dependencia del coeficiente de fotodesorción con la energía crítica

3.6.1 Acero inoxidable 316 L+N

La cámara fue bombeada y horneada a 150°C durante 24 horas, una vez instalada en la línea de radiación de sincrotrón. Después de este tratamiento, la presión de base era de 1×10^{-10} Torr y consistía esencialmente en H₂ con trazas de CH₄, H₂O, CO y CO₂, medido con el analizador de masas. El espectro del gas residual se muestra en la figura 3.6.

Una vez alineado y orientado para una incidencia de los fotones de 11 mrad, el sistema se expuso a radiación de sincrotrón, sin monocromatizar, de diferentes energías críticas (entre 12.4 eV y 284 eV), evitando acumular una dosis elevada, que podría producir un efecto de limpieza, desvirtuando la validez de los resultados. Al final del experimento, la dosis acumulada era de 2.5×10^{20} fotones m⁻¹.

Los resultados se muestran en la figura 3.7, en donde se puede ver que el coeficiente de fotodesorción, η_γ aumenta con la energía crítica. El orden de los coeficientes de fotodesorción es H₂, seguido por CO₂, CO y CH₄. El valor del coeficiente de fotodesorción para el agua es considerablemente más pequeño, puesto que se trata de un sistema horneado "in-situ". Además de los resultados obtenidos en EPA, la figura muestra también los resultados obtenidos en BNL (Brookhaven National Laboratory) [Foerster, 90] y DCI (Dispositif pour Collisions dans l'Iglou, Orsay) [Mathewson, 90] para energías críticas más altas.

Como se puede ver en la figura, entre 12.4 eV y 284 eV, los coeficientes de fotodesorción de todos los gases, excepto H₂, sugieren un comportamiento lineal en la escala logarítmica. Por ello se realizó un ajuste a la siguiente expresión empírica:

$$\eta_\gamma = C E_c^\alpha \quad (3.16)$$

donde η_γ es el coeficiente de fotodesorción, α y C son constantes positivas y E_c la energía crítica. La razón de emplear esta función fue que se ajustaba a casi todos los materiales. El ajuste da funciones prácticamente lineales, dentro de la precisión, para todos los gases, excepto, como se ha señalado anteriormente para el H₂.

$$\begin{aligned}
\eta_{\gamma}(\text{CH}_4) &= 6.9 \times 10^{-7} E_c^{1.00} & R &= 0.987 \\
\eta_{\gamma}(\text{CO}) &= 1.5 \times 10^{-7} E_c^{0.92} & R &= 0.967 \\
\eta_{\gamma}(\text{CO}_2) &= 2.6 \times 10^{-7} E_c^{0.96} & R &= 0.963
\end{aligned}
\tag{3.17}$$

Para mayores energías críticas, los coeficientes de fotodesorción tienden a permanecer prácticamente constantes. Si se extrapolan los valores obtenidos en el ajuste hasta las energías de BNL o DCI, se comprueba que exceden a los valores experimentales en un orden de magnitud.

El comportamiento del coeficiente de fotodesorción de H_2 , merece un comentario aparte. Es ésta la única ocasión en la que se ha observado un comportamiento prácticamente independiente de la energía crítica. No fue posible, dado el poco tiempo de medida disponible, repetir la medida para el acero inoxidable. No hemos encontrado tampoco una explicación a este comportamiento, ni una analogía con ninguno de los materiales medidos con posterioridad.

3.6.2. Cobre OFHC

La cámara no fue horneada al principio, sino que se expuso a radiación de sincrotrón de 194 eV de energía crítica, una vez bombeada, para comparar los coeficientes obtenidos con la cámara horneada y sin hornear. Estos resultados se presentarán posteriormente en la sección dedicada a los tratamientos de materiales.

Después de haber sido expuesta a la radiación de sincrotrón, la cámara fue horneada en vacío a 150°C durante 24 horas y posteriormente expuesta a radiación de sincrotrón de las mismas energías críticas del caso del acero. La presión de base después del horneado era de 1×10^{-10} Torr y consistía en su mayor parte en H_2 , con trazas de CH_4 , H_2O , CO y CO_2 .

Los resultados se muestran en la figura 3.8, donde se puede apreciar la analogía con el caso del acero inoxidable. Los coeficientes de fotodesorción están colocados en el mismo orden de importancia y son aproximadamente del mismo orden de magnitud, que los correspondientes al acero inoxidable. Por comparación, se presentan igualmente los resultados obtenidos para el mismo

material en BNL [Foerster, 92] y DCI [Mathewson, 90] con distintas energías críticas.

Como se ve, los coeficientes de fotodesorción tienden a un valor constante cuando la energía crítica aumenta, como lo señalan los datos de BNL y DCI, mientras que para los valores de EPA, la dependencia sigue siendo casi lineal. Repitiendo el mismo tipo de ajuste realizado en el acero inoxidable, obtenemos las siguientes expresiones:

$$\begin{aligned}
 \eta_{\gamma} (\text{H}_2) &= 2.2 \times 10^{-5} E_c^{0.74} & R &= 0.998 \\
 \eta_{\gamma} (\text{CH}_4) &= 3.7 \times 10^{-7} E_c^{0.94} & R &= 0.997 \\
 \eta_{\gamma} (\text{CO}) &= 1.1 \times 10^{-6} E_c^{1.01} & R &= 0.993 \\
 \eta_{\gamma} (\text{CO}_2) &= 1.7 \times 10^{-6} E_c^{1.12} & R &= 0.986
 \end{aligned} \tag{3.18}$$

Únicamente, el H_2 presenta una dependencia que se aparta de la linealidad.

Tras esta exposición, la dosis total recibida fue de 4.7×10^{18} fotones m^{-1} . No se observó ningún fenómeno de limpieza significativo.

3.6.3. Cobre Electrodepositado

La cámara fue colocada en la línea de radiación, sin hornear y fue expuesta a radiación de sincrotrón de diferentes energías críticas. La razón de no hornear, en este caso, fue la imposibilidad práctica de hacerlo 'in-situ' en el futuro LHC. Se trataba de simular, lo más fielmente posible, el comportamiento del LHC en el caso más desfavorable posible, es decir, sin ningún tipo de tratamiento inicial.

La cámara fue bombeada, a través de la conductancia de $73.75 \ell \text{ s}^{-1}$ (para N_2) durante dos meses, al cabo de los cuales, la presión de base era de 5×10^{-10} Torr. La composición del gas residual estaba compuesta principalmente de H_2O y H_2 , como corresponde a un sistema no horneado. Además, había trazas de CH_4 , CO y CO_2 .

Los resultados de la exposición de la cámara a la radiación de sincrotrón, se muestran en la figura 3.9, donde se puede ver el mismo comportamiento que

hemos descrito para el acero y el cobre OFHC, es decir, un comportamiento casi lineal con la energía crítica. Los resultados de los ajustes realizados son los siguientes:

$$\begin{aligned}
 \eta_{\gamma}(\text{H}_2) &= 1.4 \times 10^{-5} E_c^{1.12} & R &= 0.987 \\
 \eta_{\gamma}(\text{CH}_4) &= 8.9 \times 10^{-7} E_c^{1.12} & R &= 0.981 \\
 \eta_{\gamma}(\text{CO}) &= 2.8 \times 10^{-6} E_c^{1.18} & R &= 0.991 \\
 \eta_{\gamma}(\text{CO}_2) &= 1.5 \times 10^{-5} E_c^{1.07} & R &= 0.995
 \end{aligned} \tag{3.19}$$

3.6.4. Aluminio

La cámara fue colocada en la línea de radiación de sincrotrón y bombeada durante dos meses, pero no fue horneada. La presión de base era de 2.4×10^{-9} Torr. El espectro de base constaba fundamentalmente de agua, como es habitual en un sistema no horneado, H_2 y trazas de CH_4 , CO y CO_2 .

La cámara se expuso a radiación de sincrotrón de diferentes energías críticas. Los resultados se muestran en la figura 3.10.

Los coeficientes de fotodesorción, η_{γ} crecen con la energía crítica, pero por encima de 100 eV parecen estabilizarse. Si se realiza un ajuste de los puntos obtenidos por debajo de 100 eV de energía crítica, con la misma función empírica utilizada hasta el momento, se puede comprobar que los exponentes se alejan de uno para todos los gases. La dependencia se muestra en los siguientes ajustes:

$$\begin{aligned}
 \eta_{\gamma}(\text{H}_2) &= 5.7 \times 10^{-5} E_c^{1.44} & R &= 0.976 \\
 \eta_{\gamma}(\text{CH}_4) &= 2.2 \times 10^{-8} E_c^{2.19} & R &= 0.991 \\
 \eta_{\gamma}(\text{CO}) &= 9.9 \times 10^{-7} E_c^{1.68} & R &= 0.989 \\
 \eta_{\gamma}(\text{CO}_2) &= 2.5 \times 10^{-6} E_c^{1.91} & R &= 0.982
 \end{aligned} \tag{3.20}$$

Durante la exposición se acumularon 8.3×10^{18} fotones m^{-1} , pero no se detectó ningún efecto de limpieza significativo.

Posteriormente la cámara fue horneada "in situ" y expuesta nuevamente a radiación de sincrotrón de diferentes energías críticas. Los resultados se presentan en la figura 3.11. En este caso, parece más evidente la posibilidad de ajustar los coeficientes de fotodesorción, en todo el rango de energías críticas, utilizando la misma función empírica utilizada anteriormente. Los coeficientes de correlación son en este caso significativamente mejores que en el caso de la cámara no horneada.

$$\begin{aligned}
 \eta_{\gamma}(\text{H}_2) &= 2.6 \times 10^{-6} E_c^{1.21} & R &= 0.995 \\
 \eta_{\gamma}(\text{CH}_4) &= 1.7 \times 10^{-7} E_c^{1.32} & R &= 0.986 \\
 \eta_{\gamma}(\text{CO}) &= 1.0 \times 10^{-6} E_c^{1.18} & R &= 0.990 \\
 \eta_{\gamma}(\text{CO}_2) &= 6.9 \times 10^{-6} E_c^{1.16} & R &= 0.992
 \end{aligned}
 \tag{3.21}$$

A modo de conclusión, podemos decir que los coeficientes de fotodesorción, crecen con la energía crítica, siguiendo una ley empírica, $\eta_{\gamma} = CE_c^{\alpha}$, con C y α constantes positivas y α aproximadamente igual a la unidad, si bien el H_2 , en el caso del acero y del cobre electrodepositado se aparta de este comportamiento.

También es significativo el caso del aluminio sin hornear, en el que se observa una tendencia a que los coeficientes de fotodesorción se estabilicen con la energía crítica a partir de unos 100 eV. En cambio, tienen una mayor dependencia con la energía crítica en la zona de bajas energías, que se refleja en exponentes α mayores que en el resto de los materiales.

3.7. Dependencia del coeficiente de fotodesorción con el tratamiento del material

En esta sección se analiza cómo influye el tratamiento dado al material, en el coeficiente de fotodesorción, η_{γ} . El objetivo de este estudio es la comparación de diferentes métodos de acondicionamiento de las cámaras, posteriores a su limpieza química y previas a su instalación en el futuro acelerador.

En todos los materiales, excepto el acero inoxidable, probamos el efecto de horneado "in-situ". Esta operación hace disminuir todos los coeficientes de fotodesorción, pero especialmente reduce la cantidad de agua desorbida en

más de un orden de magnitud. Sin embargo, esta operación no podrá realizarse una vez instaladas las cámaras, así que para el cobre electrodepositado se probó, además, el efecto de un horneado previo y de una descarga en atmósfera de Argon.

3.7.1. Cobre OFHC

Tras su instalación en la línea de radiación de sincrotrón, la cámara fue bombeada durante dos meses. La presión de base era de 2×10^{-9} Torr y el gas residual contenía esencialmente agua y H_2 con trazas de CH_4 , CO y CO_2 . El espectro puede verse en la figura 3.12.

Los coeficientes de fotodesorción, η_γ , se midieron con una radiación de sincrotrón de 194 eV de energía crítica, correspondiente a la energía nominal de EPA. Se tuvo especial cuidado en utilizar la menor dosis posible para evitar un efecto de limpieza.

A continuación, la cámara se horneó a $150^\circ C$ durante 24 horas, después de las cuales la presión de base era de 1×10^{-10} Torr.

La cámara se expuso de nuevo a radiación de sincrotrón de la misma energía crítica y volvieron a medirse los coeficientes de fotodesorción. Los resultados se representan en la figura 3.13, donde se puede observar que todos los coeficientes de fotodesorción decrecen tras el horneado, especialmente el correspondiente al agua que se reduce en un factor 36, mientras que el resto se reduce en factores que varían entre 1.5 para H_2 a 2.5 para CH_4 . En la tabla 3.I se detallan estos factores.

Tabla 3.I: Relación entre los coeficientes de fotodesorción, η_{γ} , entre el sistema sin hornear y hornear para OFHC Cu con radiación de sincrotrón de 194 eV de energía crítica.

Gas	Relación
	No hornear/hornear
H ₂	1.5
CH ₄	2.5
H ₂ O	36.7
CO	2.2
CO ₂	2.5

3.7.2. Cobre electrodepositado

La cámara fue instalada en la línea de radiación de sincrotrón y bombeada durante dos meses, después de los cuales la presión de base era de 5×10^{-10} Torr. La composición del gas residual consistía principalmente de agua y H₂, con trazas de CH₄, CO y CO₂.

La cámara se expuso a radiación de sincrotrón de diferentes energías críticas, como se expone en la sección 3.6. Posteriormente, para estudiar la dependencia del coeficiente de fotodesorción con la dosis de fotones, se expuso a radiación de sincrotrón de 63.5 eV de energía crítica durante tres días, al cabo de los cuales se acumuló una dosis de 2.1×10^{21} fotones m⁻¹. Los resultados de esta experiencia serán presentados en la sección 3.9.

En ese momento, la cámara se horneó a 300°C durante 18 horas, al cabo de las cuales, la presión era de 7×10^{-11} Torr. La cámara volvió a ser expuesta a la radiación de sincrotrón de la misma energía crítica.

Una vez medidos los coeficientes de fotodesorción, la cámara se dejó a presión atmosférica durante seis días, al cabo de los cuales se volvió a instalar y se bombeó durante 13 días. La presión de base era de 1.7×10^{-9} Torr y el espectro residual consistía en agua y H₂, seguidos por CO y CO₂. A continuación la cámara se volvió a exponer a radiación de sincrotrón de 63.5 eV de energía crítica y se midieron nuevamente los coeficientes de fotodesorción. Esta última

operación simula un horneado de la cámara previo a su instalación en el acelerador, por lo que la denominaremos, "pre horneado".

Posteriormente, la cámara fue abierta y dejada a presión atmosférica durante cuatro meses. Al cabo de este tiempo se limpió con una descarga en atmósfera de Ar y un 10% de O₂ a una temperatura de 300°C durante dos horas con una corriente de 1.5 A en el laboratorio. La presión admitida en la cámara fue de 5×10^{-5} Torr. Esta dosis es equivalente a unos 5×10^{18} iones cm⁻². A continuación la cámara se horneó a 350°C durante 12 horas, para eliminar todo el Argon presente. Al final del horneado, la presión era de 3×10^{-10} Torr, utilizando únicamente bombas turbomoleculares.

La cámara se abrió a presión atmosférica con N₂ gas y se instaló en la línea de radiación de sincrotrón. La presión al cabo de 28 días era de 8.5×10^{-10} Torr. El espectro base consistía en H₂O, H₂, CO₂ y CO con trazas de CH₄, según se puede ver en la figura 3.14. En cambio, no se registró la presencia de Ar en la composición del gas residual.

En la figura 3.15 se puede ver la comparación entre los coeficientes de fotodesorción de la cámara sin hornear al final de la dosis prolongada, horneada, "pre horneada" y tratada con descarga en atmósfera de Ar. Como se puede apreciar, también existe una reducción en todos los coeficientes de fotodesorción entre la cámara sin hornear y horneada, especialmente en el agua que se reduce en casi tres órdenes de magnitud, pero, sobre todo, lo más importante es que también se reduce entre los casos sin hornear y "pre horneado", excepto en el coeficiente de fotodesorción del CO₂, que permanece esencialmente igual. El tratamiento en atmósfera de Ar, es el mejor tratamiento después del horneado "in-situ". En la tabla 3.III se muestran las relaciones entre los coeficientes de fotodesorción entre los diferentes casos para todos los gases detectados.

Como se ve, existe un fenómeno de "memoria" en estos materiales, ya que "recuerdan" el tratamiento previo. Cuando una cámara ha sido bombardeada con radiación de sincrotrón, las moléculas de gas presentes en la capa de óxido superficial y las presentes en el volumen, son desorbidas en gran número o modifican sus propiedades, de modo que tienen una energía de ligadura mayor. Las moléculas que se adsorben provenientes de la atmósfera, no devuelven al estado inicial que tenía la superficie antes de ser bombardeada, puesto que sólo ocupan las capas más superficiales. De hecho, si la exposición a

presión atmosférica no es muy prolongada, la superficie vuelve al estado que tenía justo antes de ser expuesta.

Tabla 3.III: Relación entre los coeficientes de fotodesorción, η_{γ} entre el sistema sin hornear y horneado para cobre electrodepositado con radiación de sincrotrón de 63.5 eV de energía crítica.

Gas	Relación No horneado/ horneado	Relación No horneado/ pre horneado	Relación No horneado/ Descarga Ar
H ₂	6.6	3.4	6.5
CH ₄	8.9	6.0	7.4
H ₂ O	885.5	40.2	79.7
CO	6.4	2.1	4.6
CO ₂	2.7	0.8	2.6

3.7.3. Aluminio

En la sección 3.6.4, se presentaron los resultados obtenidos para una cámara de aluminio, sin hornear y horneada a 150°C, variando la energía crítica, en donde ya se señalaba la disminución del coeficiente de fotodesorción con el horneado. Por comparación, se representa en la figura 3.16, los coeficientes de fotodesorción para la cámara horneada y no horneada a una energía crítica de 63.5 eV.

3.8. Dependencia del coeficiente de fotodesorción con la dosis: efecto de limpieza

Al irradiar un metal con fotones energéticos, se produce una desorción de moléculas procedentes de la superficie de dicho metal. De esta forma, el propio haz ejerce una función de limpieza, que hace decrecer el coeficiente de fotodesorción. Esta reducción puede ser de varios órdenes de magnitud, dependiendo de la dosis acumulada [Gröbner, 93]. La evaluación de este fenómeno de limpieza es esencial, ya que nos permite estimar, cuál será el tiempo que necesitará un determinado acelerador para llegar a niveles aceptables de desorción, que puedan ser bombeados por el sistema de vacío.

Además, la cantidad de moléculas desorbidas, determina qué velocidad de bombeo se necesita para que el sistema de vacío pueda alcanzar la presión necesaria para que el acelerador pueda funcionar sin problemas. Esto, que en la mayoría de los casos, no es crítico, puede serlo en algunos aceleradores, como las llamadas "factorías de partículas" o en el LHC, puesto que se trata de aceleradores en los que la intensidad del haz es muy elevada y, por lo tanto, emiten una gran cantidad de energía en forma de radiación de sincrotrón.

Puesto que el material que se tiene previsto emplear en el LHC, será cobre electrodepositado, fue éste el material elegido para estudiar el fenómeno de limpieza. La cámara se expuso a radiación de sincrotrón de 63.5 eV, energía crítica del LHC a 7.7 TeV por haz, energía prevista en un principio para la máquina. Durante tres días completos de operación de EPA se acumularon 2.1×10^{21} fotones m^{-1} , lo que corresponde a tan sólo 4 horas de operación de LHC con su intensidad nominal. Los coeficientes de fotodesorción obtenidos se representan en la figura 3.17 en función de la dosis acumulada, en donde se puede observar que el efecto de limpieza es poco pronunciado. Todos los coeficientes de fotodesorción crecen en un principio, para caer por debajo de los valores iniciales al aumentar la dosis. En la tabla 3.IV, figuran los cocientes entre los valores máximo y final de los coeficientes de fotodesorción para todos los gases.

Tabla 3.IV. Relación entre los valores máximo y mínimo de los coeficientes de fotodesorción de gases con radiación de sincrotrón de 63.5 eV de energía crítica en cobre electrodepositado.

	H ₂	CH ₄	H ₂ O	CO	CO ₂
Relación					
Valor máx/final	1.5	3.1	3.1	2.2	2.5

Integrando los coeficientes de fotodesorción en función de la dosis, se puede obtener el número total de moléculas desorbidas por unidad de longitud, y de ahí el número total de moléculas por unidad de superficie. Teniendo en cuenta que una monocapa de H₂ en la superficie tiene una densidad aproximada de 2×10^{15} moléculas cm^{-2} [Wallén, 93], podemos expresar esta cantidad en monocapas (ML). Esto se representa en la figura 3.18, donde se puede ver que la cantidad de gas desorbida al cabo de una dosis de 1

$\times 10^{21}$ fotones m^{-1} , es de aproximadamente 0.1 ML de H_2 , H_2O y CO_2 , 0.03 ML de CO y 0.01 ML de CH_4 .

Resulta igualmente interesante estudiar la variación del coeficiente de fotodesorción con la cantidad de gas desorbida, puesto que probablemente el coeficiente dependerá del recubrimiento de la superficie. En nuestro caso, y dada la escasa dosis acumulada, el coeficiente de fotodesorción no depende significativamente de la cantidad de gas desorbida, como se puede apreciar en la figura 3.19.

Extrapolando estas cantidades a horas de operación de LHC, obtendríamos que el tiempo necesario para desorber una monocapa de H_2 , sería de tan sólo unas 24 horas. Sin embargo, hay que señalar, que dada la poca dosis obtenida en el experimento, esta extrapolación está afectada de un error significativo.

3.9. Producción de fotoelectrones

Los electrones desorbidos por el flujo de fotones (fotoelectrones) producen un efecto importante sobre los sistemas de vacío, como ya se ha señalado en el capítulo anterior. De hecho, numerosos estudios apuntan a que los fotoelectrones sean los responsables del fenómeno de fotodesorción [Fischer, 65][Bernardini, 65][Gröbner, 89].

Utilizando la barra situada en el eje de nuestro sistema, hemos medido las corrientes de fotoelectrones para radiación de sincrotrón de diferentes energías críticas. De esta forma, hemos podido estudiar la correlación existente entre el aumento de presión y las corrientes de fotoelectrones medidas en la barra.

3.9.1. Dependencia del aumento de presión con la corriente de fotoelectrones

Como ya hemos visto, el flujo de fotones incidentes es proporcional al producto de la corriente, I_B , y la energía, E_B , del haz. El cociente entre la corriente de fotoelectrones medida, I_{pe} , y este producto define la denominada corriente específica de fotoelectrones, que a su vez, es proporcional al número de fotoelectrones emitidos por fotón incidente, de modo que:

$$\frac{I_{pe}}{I_B E_B} \propto \frac{N_{\text{fotoelectrones}}}{N_{\text{fotones}}} \quad (3.22)$$

De igual forma se define el incremento específico de presión como el cociente entre el incremento total de presión, ΔP , y el producto $I_B E_B$. Este incremento específico de presión es proporcional al coeficiente de fotodesorción, si bien la constante de proporcionalidad es distinta para cada gas. Esto es correcto si todos los coeficientes de fotodesorción varían de una forma análoga con respecto a la energía crítica, lo cual es cierto, dentro de los márgenes de error, según se discutió en la sección 3.6. Así pues, podemos concluir que

$$\frac{\Delta P}{I_B E_B} \propto \frac{N_{\text{moléculas}}}{N_{\text{fotones}}} \quad (3.23)$$

Como se muestra en la figura 3.20, donde se representa el incremento específico de presión frente a la corriente específica de fotoelectrones para acero inoxidable y cobre electrodepositado se puede ver que existe una dependencia lineal.

Para el aluminio sin hornear, los datos sugieren una dependencia cuadrática para bajas corrientes de fotoelectrones, mientras que para el aluminio horneado la relación vuelve a ser lineal, como se puede apreciar en la figura 3.21.

En general, los incrementos específicos de presión en función de la corriente específica de fotoelectrones se ajustaron a una función empírica lineal, del tipo

$$\frac{\Delta P}{I_B E_B} = B + k \frac{I_{pe}}{I_B E_B} \quad (3.24)$$

En la tabla 3.V, se detallan los coeficientes del ajuste para todos los materiales estudiados.

Tabla 3.V: Constantes del ajuste del aumento específico de presión en función de la corriente específica de fotoelectrones para todos los materiales estudiados.

Metal	B (Torr mA ⁻¹ GeV ⁻¹)	k (Torr μA ⁻¹ mA ⁻¹ GeV ⁻¹)	R
Acero Inoxidable horneado	-1.4×10 ⁻¹¹	3.8×10 ⁻¹⁰	0.993
Cobre Electrodepositado sin hornear	9.7×10 ⁻¹¹	3.3×10 ⁻⁹	0.993
Aluminio sin hornear	8.9×10 ⁻¹⁰	2.7×10 ⁻⁹	0.960
Aluminio horneado	4.3×10 ⁻¹¹	7.0×10 ⁻¹⁰	0.998

La constante del ajuste, B , indica el incremento de presión cuando la corriente de fotoelectrones tiende a cero. Como se puede ver en la tabla 3.IV, la constante B , si bien es pequeña, no es cero. Puesto que el incremento específico de presión debe tender a cero cuando la corriente específica de fotoelectrones tiende a cero, un término constante no nulo significa que a energías menores de 12.4 eV el comportamiento del incremento específico de presión se aparta de la linealidad. Podría deberse a un fenómeno de fondo que actúa sobre la presión, y hace que ésta varíe más lentamente que la producción de fotoelectrones.

Si en la relación 3.24, se dividen los dos miembros por la corriente específica de fotoelectrones, $\frac{I_{pe}}{I_B E_B}$, obtenemos

$$\frac{\Delta P}{I_{pe}} = \frac{B}{I_{pe} / I_B E_B} + k \quad (3.25)$$

Ahora bien, en todos los casos, $k \gg \frac{B}{I_{pe} / I_B E_B}$, en los intervalos considerados de la corriente específica de fotoelectrones, por lo que podemos afirmar que

$$\frac{\Delta P}{I_{pe}} \approx k \quad (3.26)$$

Puesto que el aumento de presión es proporcional al número de moléculas desorbidas y la corriente de fotoelectrones es proporcional al número de fotoelectrones producidos, el hecho de que la relación entre el incremento de presión y la corriente de fotoelectrones sea constante implica que el coeficiente de desorción de moléculas desorbidas por fotoelectrón producido es constante en el rango de energías críticas consideradas.

Esta dependencia a su vez sugiere que la energía de dichos fotoelectrones es constante, ya que el número de moléculas desorbidas depende tan sólo del número de fotoelectrones producidos. Esto podría corresponder a un proceso de emisión de electrones secundarios, que posteriormente desorben las moléculas adsorbidas en la superficie, ya que estos electrones son producidos en gran número a relativamente bajas energías cinéticas [Henke, 77].

3.9.2. Dependencia de la corriente de fotoelectrones con la energía crítica

Puesto que el coeficiente de fotodesorción es prácticamente lineal con la energía crítica y con la corriente de fotoelectrones, cabe pensar que existe igualmente una relación lineal entre estos dos últimos.

En la figuras 3.22 y 3.23 se representa la corriente específica medida de fotoelectrones en función de la energía crítica para el acero inoxidable y cobre electrodepositado (3.22) y para el aluminio horneado y sin hornear (3.23), respectivamente, donde se comprueba que, efectivamente, existe una relación lineal entre ambos.

En todos los materiales se ha ajustado con una función empírica lineal. En ambas figuras se puede ver que el ajuste es bastante bueno, salvo en el caso del acero inoxidable, en el que el coeficiente de correlación es un poco menor que en el resto.

La función a la que hemos ajustado es de la forma:

$$\frac{I_{pe}}{I_B E_B} = G E_c + h \quad (3.27)$$

En la tabla 3.VI se muestran los coeficientes del ajuste para los materiales estudiados:

Tabla 3.VI: Coeficientes del ajuste de la corriente de fotoelectrones en función de la energía crítica.

Material	G	h	R
Acero Inoxidable	5.99×10^{-3}	2.86×10^{-2}	0.988
Cobre Electrodepositado	5.13×10^{-3}	8.28×10^{-2}	0.999
Aluminio sin hornear	1.77×10^{-2}	-2.3×10^{-2}	0.999
Aluminio horneado	1.58×10^{-2}	2.68×10^{-2}	0.998

Analizando la dependencia que aparece en la ecuación 3.27, si dividimos ambos miembros por E_c , obtenemos:

$$\frac{I_{pe}}{I_B E_B E_c} = G + \frac{h}{E_c} \quad (3.28)$$

El término de la izquierda es proporcional al número de fotoelectrones producidos por vatio de radiación de sincrotrón incidente, ya que I_{pe} es proporcional al número de fotoelectrones producidos, el producto $I_B E_B$ es proporcional al número de fotones incidentes.

En la región de energías críticas en las que estamos (de 12.4 eV a 280 eV) podemos considerar que:

$$G \gg \frac{h}{E_c} \quad (3.29)$$

salvo en el caso del cobre electrodepositado en el que dicha relación no se cumple para energías críticas bajas.

Se puede concluir que el número de fotoelectrones producidos por vatio de radiación de sincrotrón incidente, en el rango de energías críticas estudiado es prácticamente constante e independiente de la energía crítica. Esto es cierto sobre todo para energías críticas elevadas.

3.9.3. Dependencia de la corriente de fotoelectrones con la intensidad del haz

Para estudiar el efecto de la intensidad sobre la corriente medida de fotoelectrones se realizó una experiencia con la cámara de cobre electrodepositado al final de la dosis acumulada.

La corriente inicial del haz, 38.2 mA, se fue aumentando hasta una corriente de unos 270 mA, sin cambiar la energía del haz, 500 MeV (que corresponde a una energía crítica de 194 eV). Si representamos el aumento específico de presión, con respecto a la corriente del haz en mA, se comprueba que permanece prácticamente constante, según se muestra en la figura 3.24 (a). Esto muestra que este aumento específico de presión no depende de la intensidad del haz, sino tan sólo de la energía crítica de la radiación de sincrotrón incidente.

La corriente específica de fotoelectrones, por su parte, es igualmente constante con la intensidad del haz, según se refleja en la figura 3.24 (b). Por tanto, la corriente de fotoelectrones tan sólo depende de la energía crítica de la radiación de sincrotrón y no de su intensidad.

Indice de figuras

Figura 3.1. Esquema del sistema experimental utilizado en EPA para la obtención de los coeficientes de fotodesorción, η_{γ} .

Figura 3.2. Esquema de un manómetro Bayard-Alpert.

Figura 3.3. Esquema de un analizador de masas cuadrupolar.

Figura 3.4. Espectros de gas residual obtenidos con diferentes resoluciones, obsérvese la diferencia en la corriente iónica medida para el CO_2 ($M = 44$).

Figura 3.5. Superficie de cobre electrodepositado vista con un microscopio electrónico [Dalin, 93].

Figura 3.6. Espectro de gas residual para acero inoxidable horneado a 150°C durante 24 h.

Figura 3.7. Dependencia de los coeficientes de fotodesorción, η_{γ} , con la energía crítica de la radiación de sincrotrón para una cámara de acero inoxidable 316 L+N.

Figura 3.8. Dependencia de los coeficientes de fotodesorción, η_{γ} , con la energía crítica de la radiación de sincrotrón para una cámara de cobre OFHC.

Figura 3.9. Dependencia de los coeficientes de fotodesorción, η_{γ} , con la energía crítica de la radiación de sincrotrón para una cámara de cobre electrodepositado.

Figura 3.10. Dependencia de los coeficientes de fotodesorción, η_{γ} , con la energía crítica de la radiación de sincrotrón para una cámara de aluminio anticorrosión sin hornear.

Figura 3.11. Dependencia de los coeficientes de fotodesorción, η_{γ} , con la energía crítica de la radiación de sincrotrón para una cámara de aluminio anticorrosión horneada.

Figura 3.12. Espectro de gas residual para cobre OFHC no horneado.

Figura 3.13. Comparación entre los coeficientes de fotodesorción obtenidos con radiación de sincrotrón de 194 eV de energía crítica entre la cámara sin hornear y horneada de cobre OFHC.

Figura 3.14. Espectro de gas residual a 8.5×10^{-10} Torr de la cámara de cobre electrodepositado tratada con descarga en atmósfera de Ar y 10% de O₂.

Figura 3.15. Comparación entre los coeficientes de fotodesorción obtenidos con radiación de sincrotrón de 63.5 eV de energía crítica entre la cámara sin hornear, horneada, "pre horneada" y tratada en atmósfera de Ar (con 10% de O₂) de cobre electrodepositado.

Figura 3.16. Comparación entre los coeficientes de fotodesorción obtenidos con radiación de sincrotrón de 63.5 eV de energía crítica entre la cámara horneada y la no horneada de aluminio.

Figura 3.17. Dependencia de los coeficientes de fotodesorción con la dosis en la cámara de cobre electrodepositado sin hornear cuando se expone a una radiación de sincrotrón de 63.5 eV de energía crítica.

Figura 3.18. Dependencia de la cantidad de gas desorbida en monocapas (ML) con la dosis en la cámara de cobre electrodepositado sin hornear cuando se expone a una radiación de sincrotrón de 63.5 eV de energía crítica.

Figura 3.19. Dependencia de los coeficientes de fotodesorción con la cantidad de gas desorbida en monocapas (ML) en la cámara de cobre electrodepositado sin hornear cuando se expone a una radiación de sincrotrón de 63.5 eV de energía crítica.

Figura 3.20. Aumento específico de presión en función de la corriente específica de fotoelectrones para las cámaras de acero inoxidable y cobre electrodepositado con radiación de sincrotrón de energía crítica de 12.4 eV a 280 eV.

Figura 3.21. Aumento específico de presión en función de la corriente específica de fotoelectrones para las cámaras de aluminio horneada y sin hornear con radiación de sincrotrón de energía crítica de 12.4 eV a 280 eV.

Figura 3.22. Corriente específica de fotoelectrones en función de la energía crítica para las cámaras de acero inoxidable y cobre electrodepositado con radiación de sincrotrón de energía crítica de 12.4 eV a 280 eV.

Figura 3.23. Corriente específica de fotoelectrones en función de la energía crítica para las cámaras de aluminio horneada y sin hornear con radiación de sincrotrón de energía crítica de 12.4 eV a 280 eV.

Figura 3.24. (a) Aumento específico de presión en función de la corriente del haz en mA para la cámara de cobre electrodepositado tratada en atmósfera de Ar con radiación de sincrotrón de 194 eV de energía crítica. **(b)** Corriente específica de fotoelectrones en función de la intensidad del haz en mA, para la cámara de cobre electrodepositado tratada en atmósfera de Ar con radiación de sincrotrón de 194 eV de energía crítica.

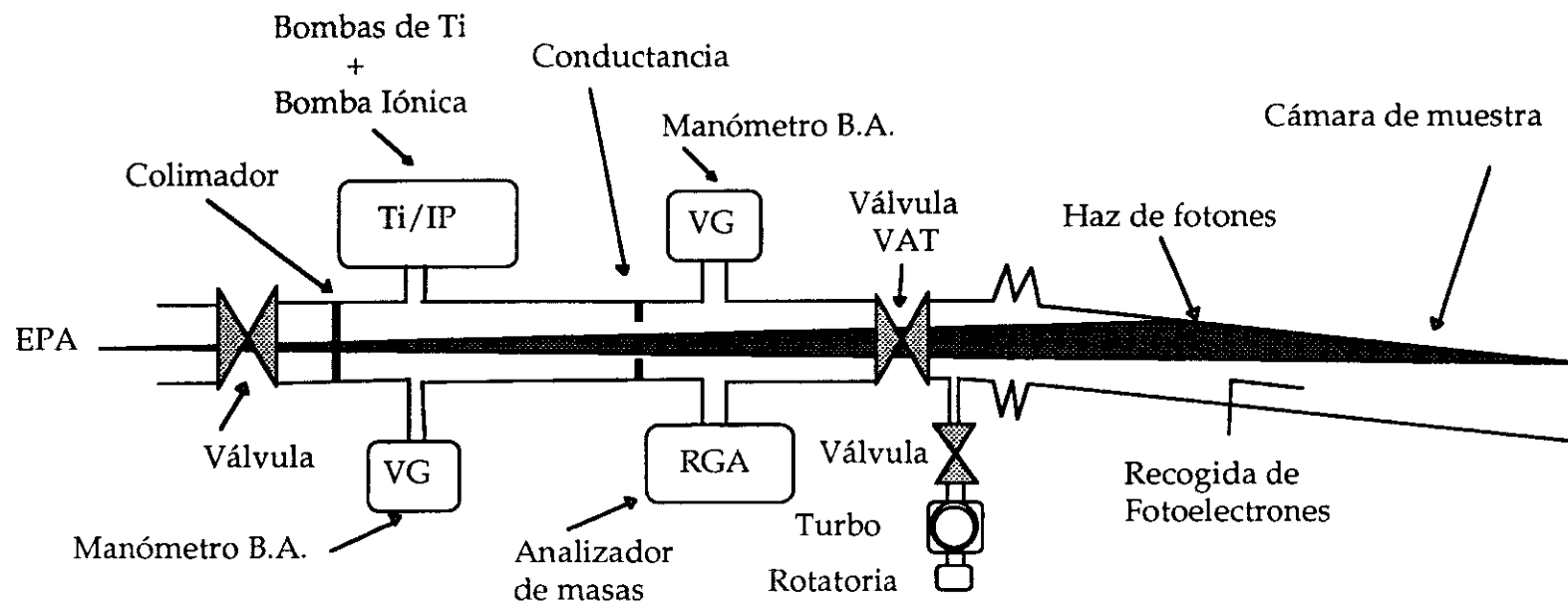


Figura 3.1

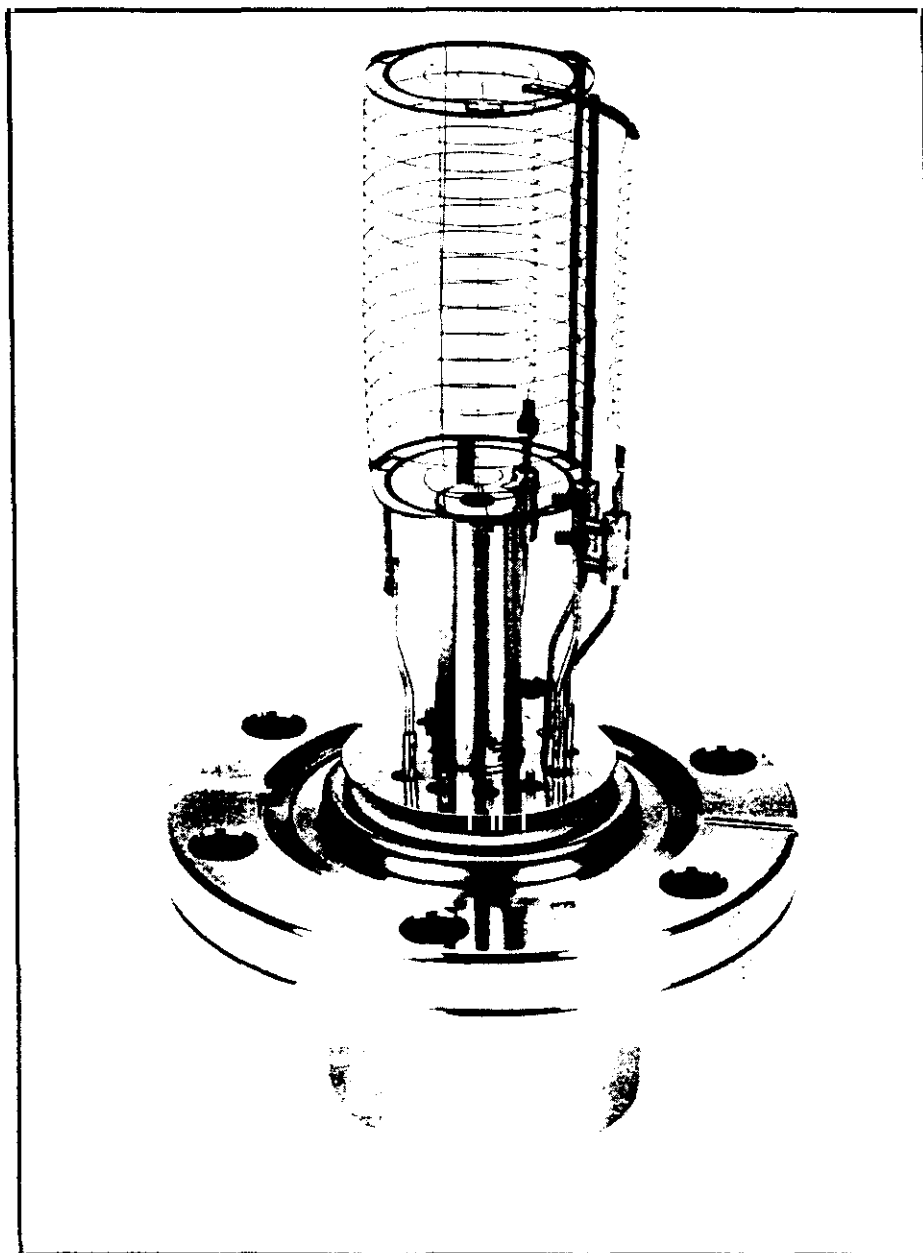


Figura 3.2

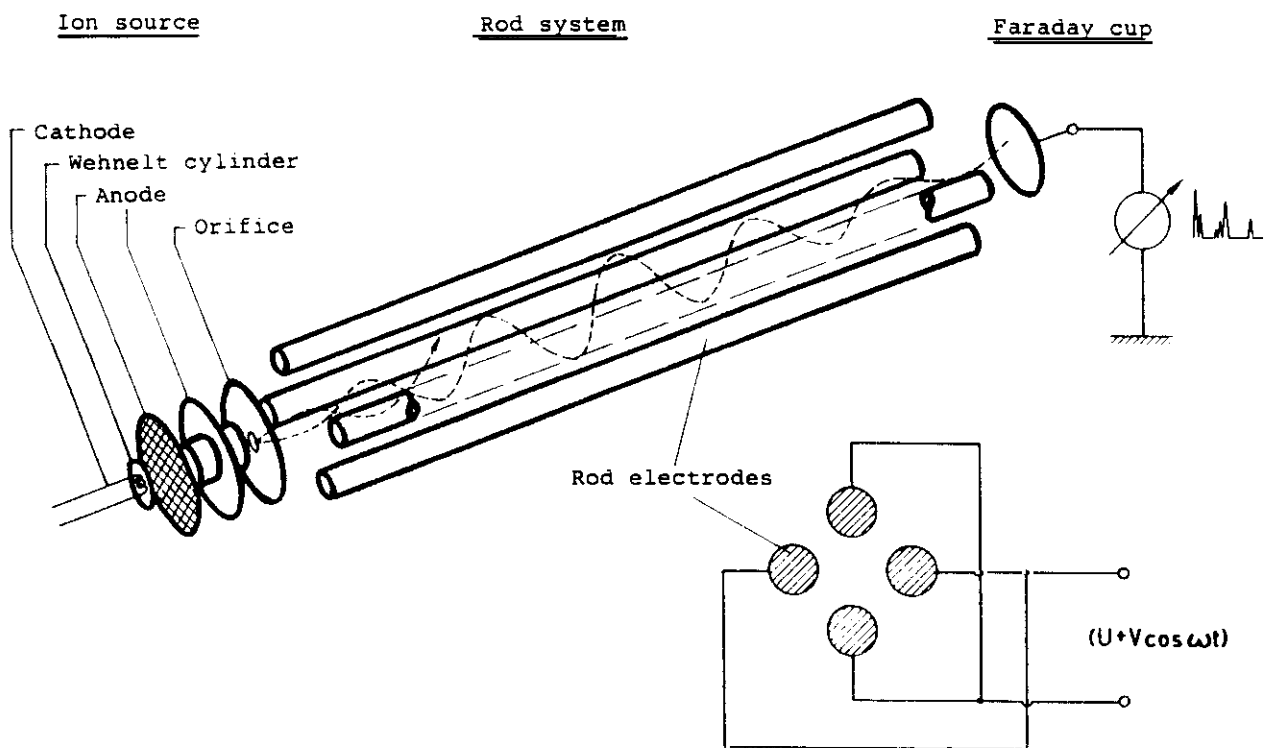


Figura 3.3

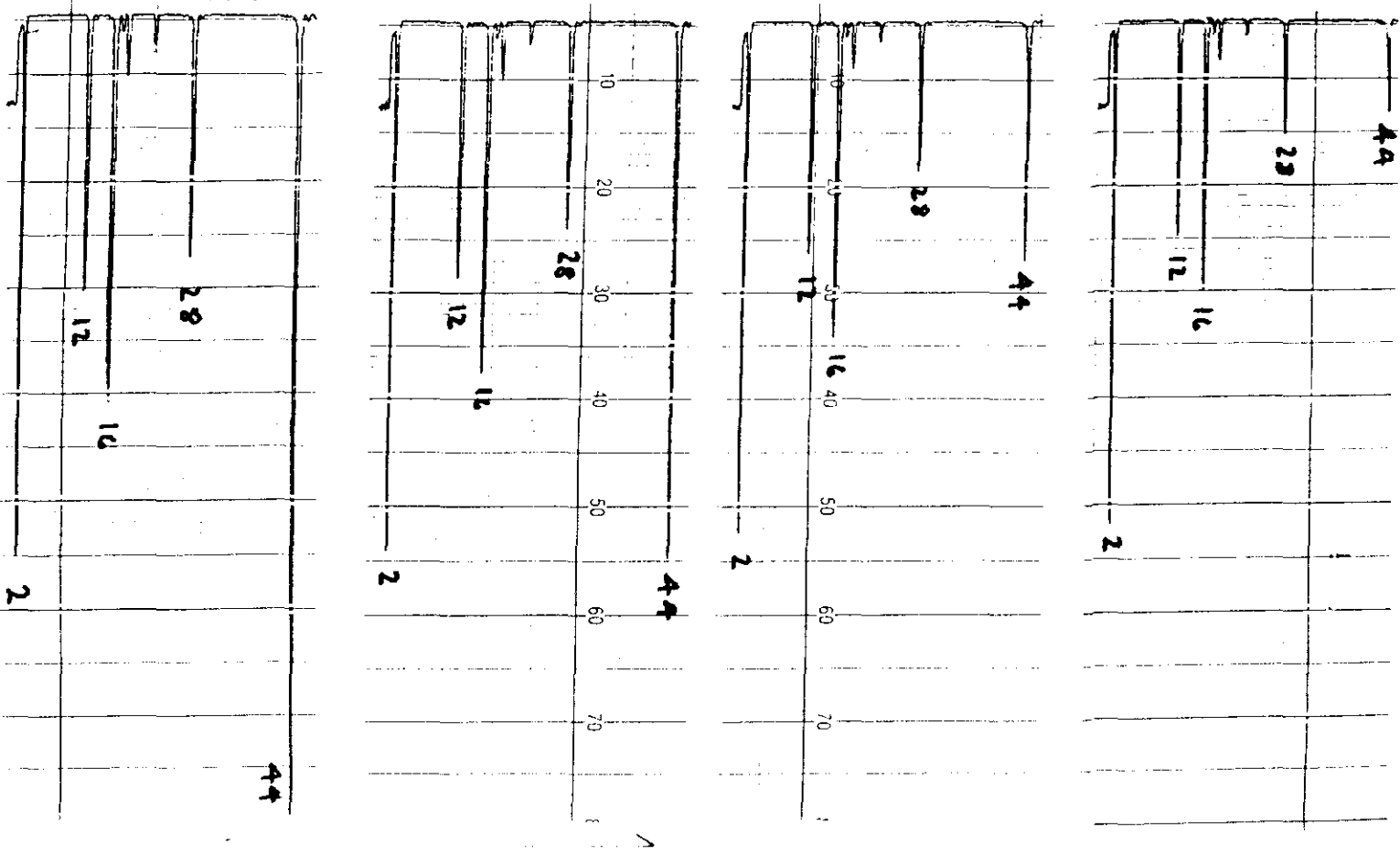
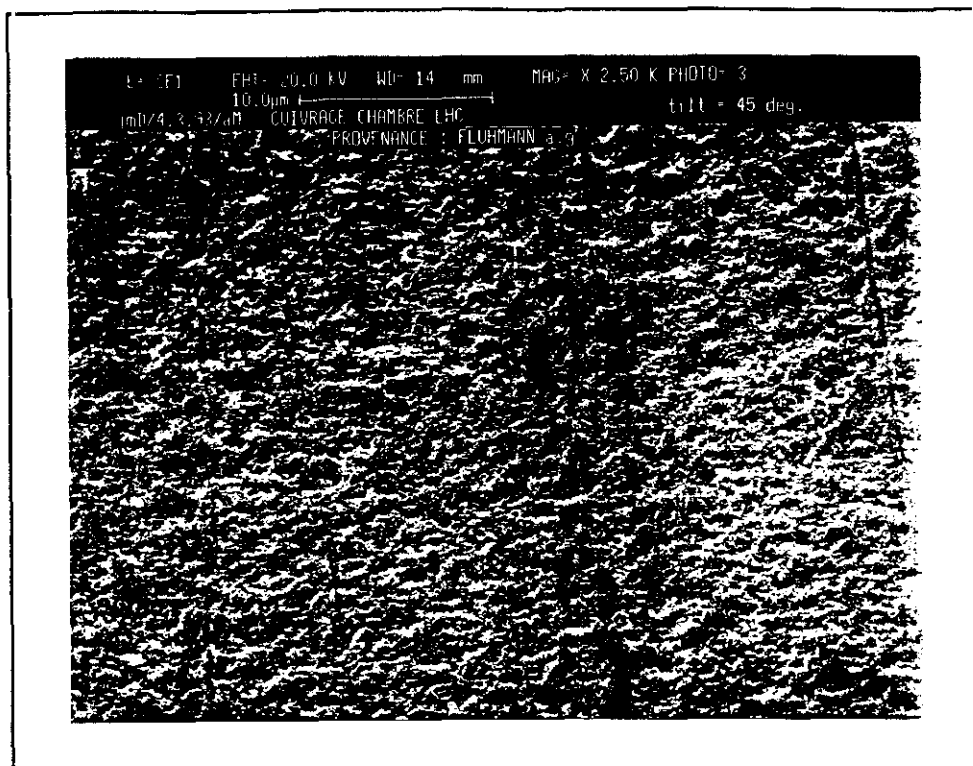
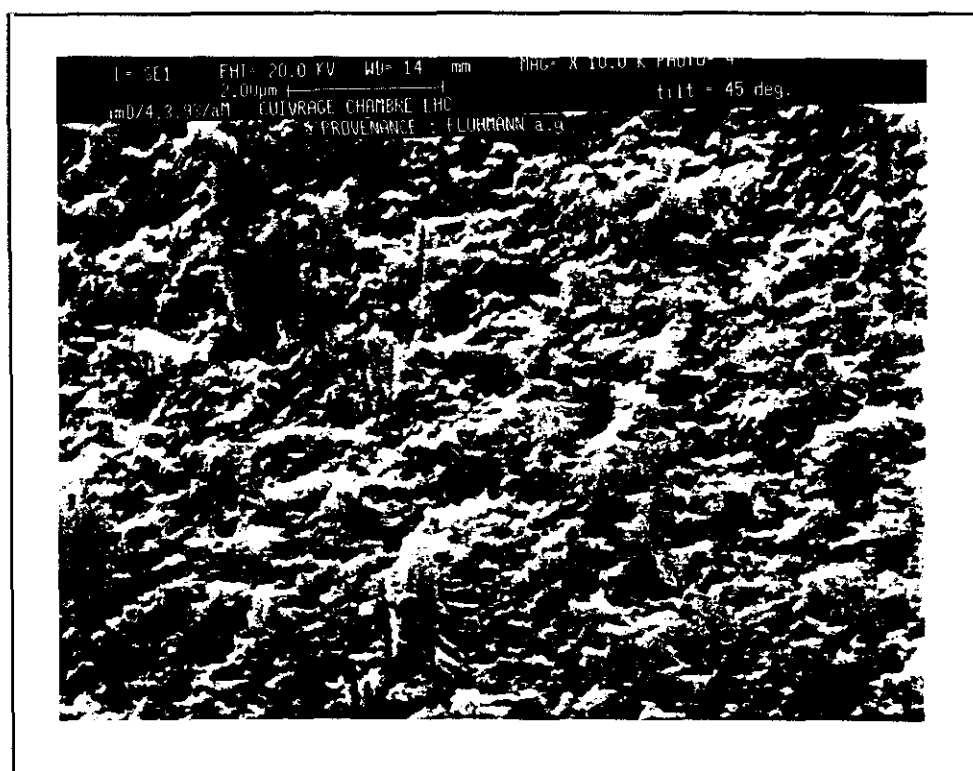


Figura 3.4



x 2500



x 10000

Figura 3.5

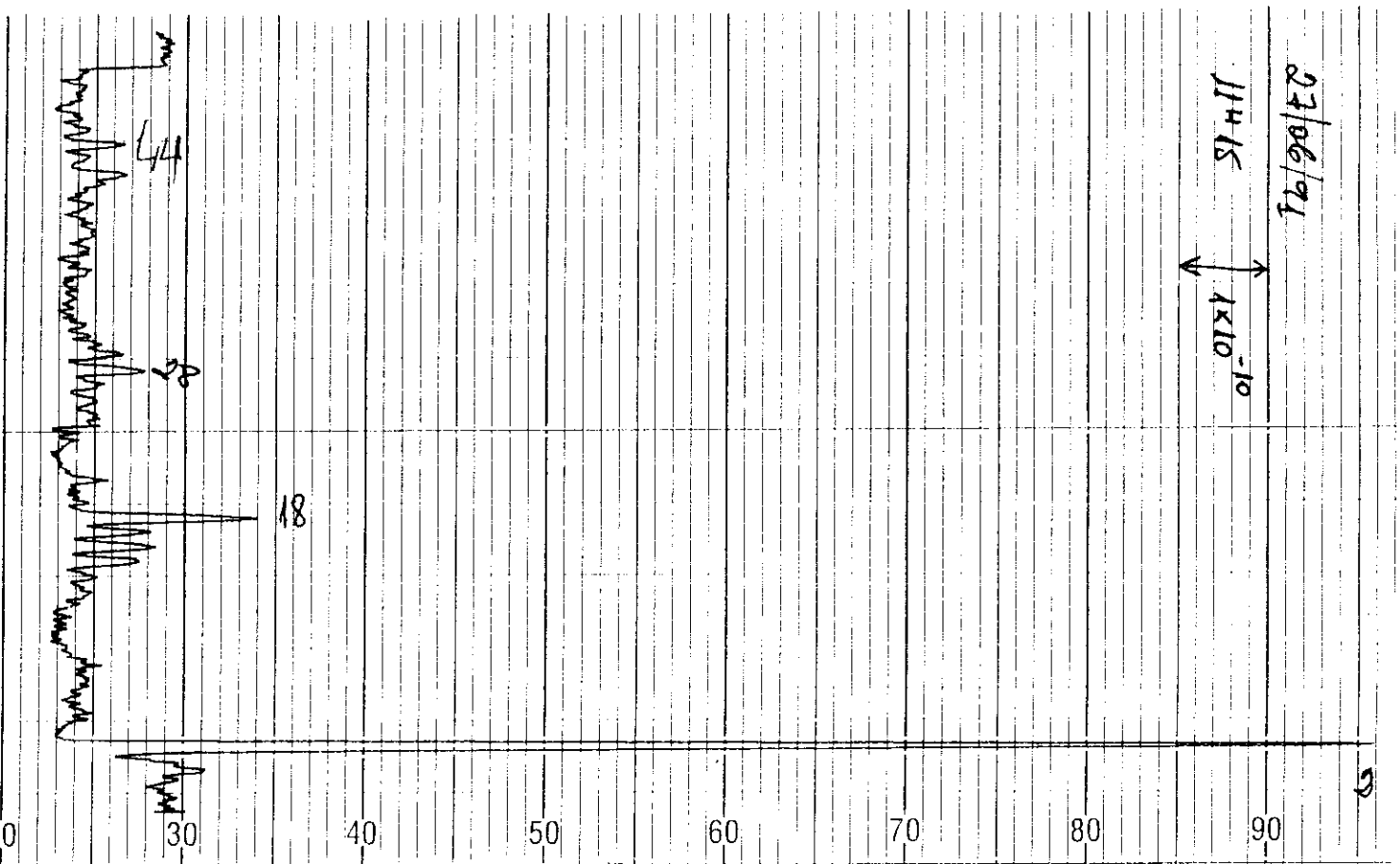


Figura 3.6

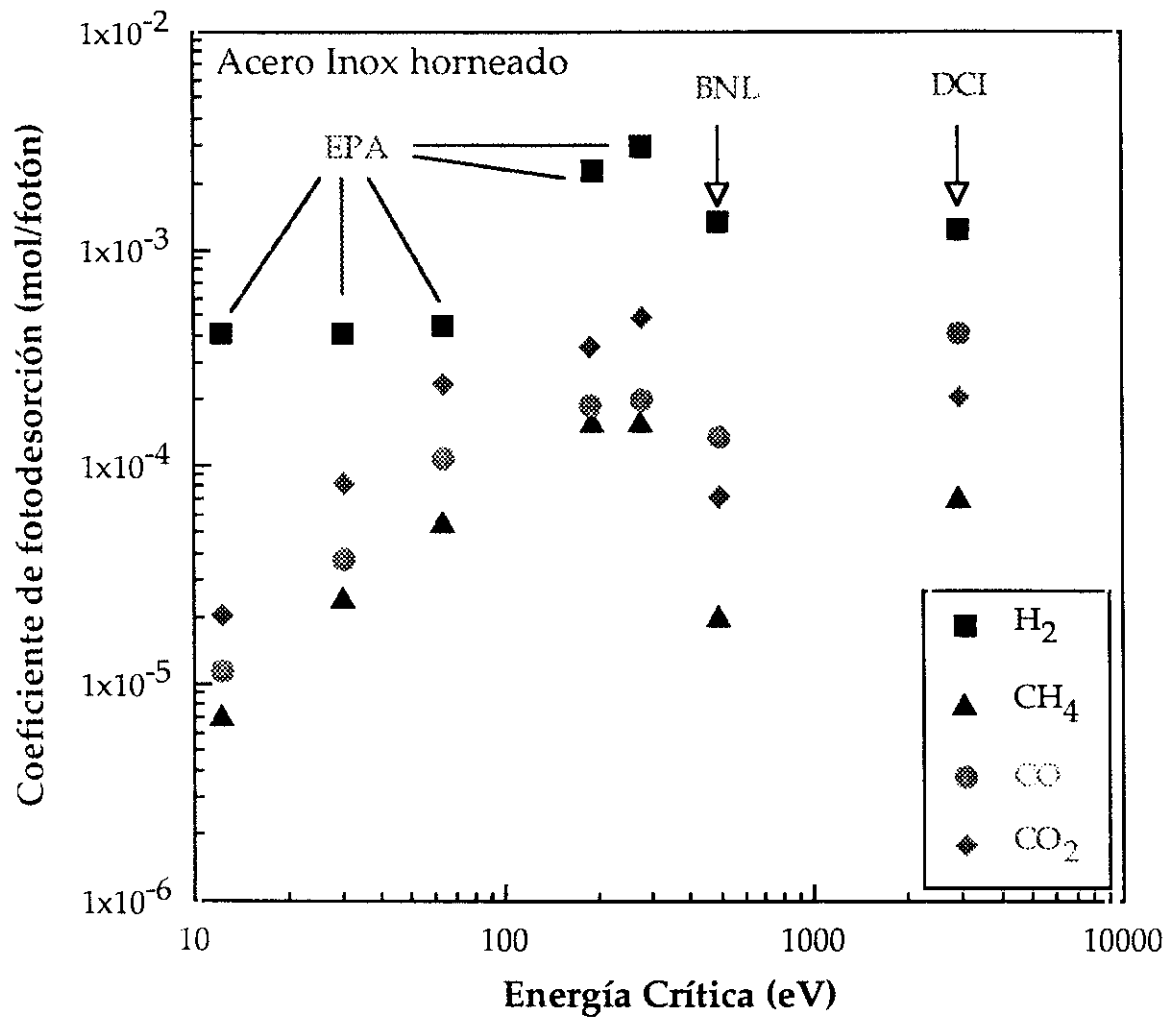


Figura 3.7

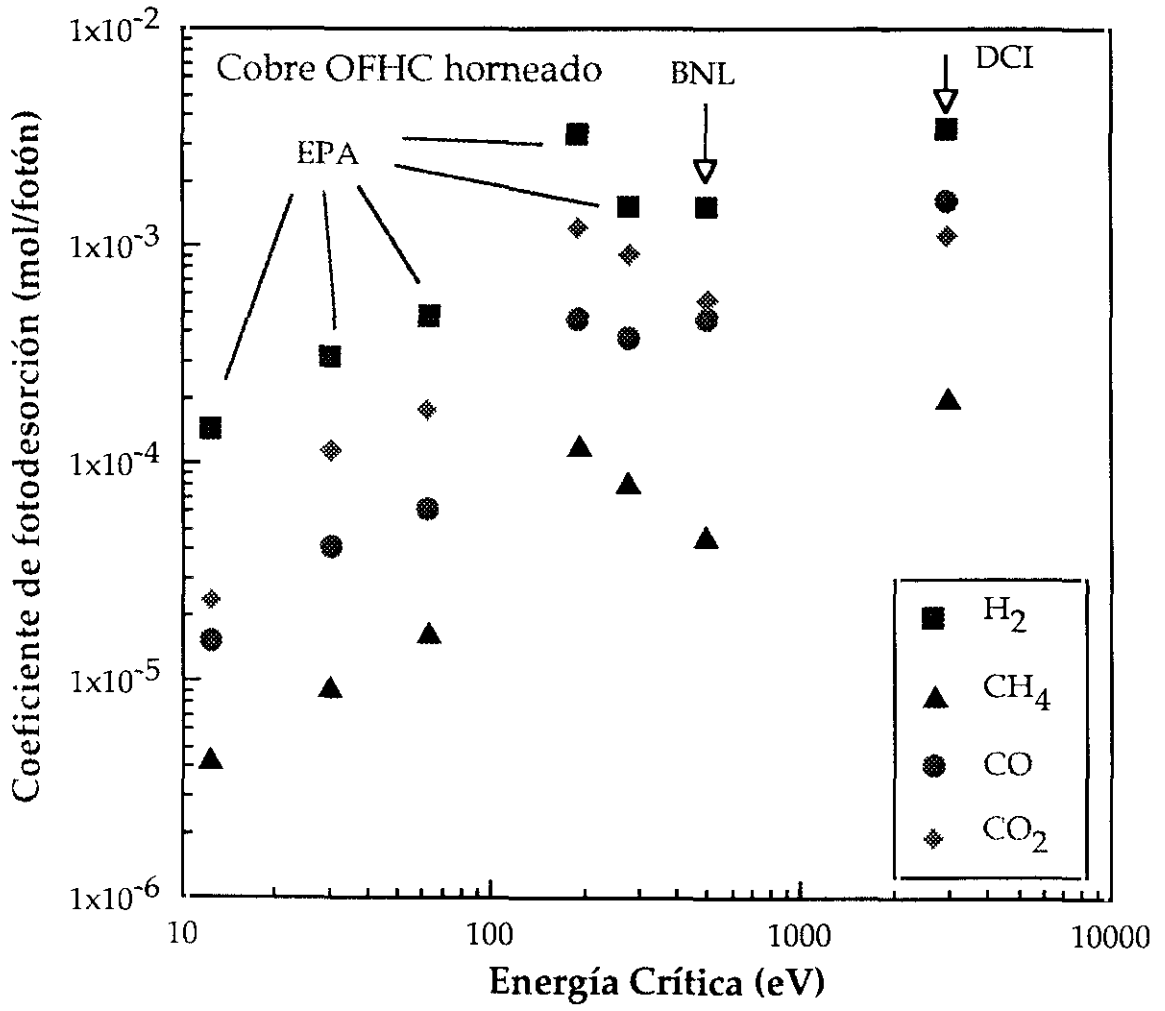


Figura 3.8

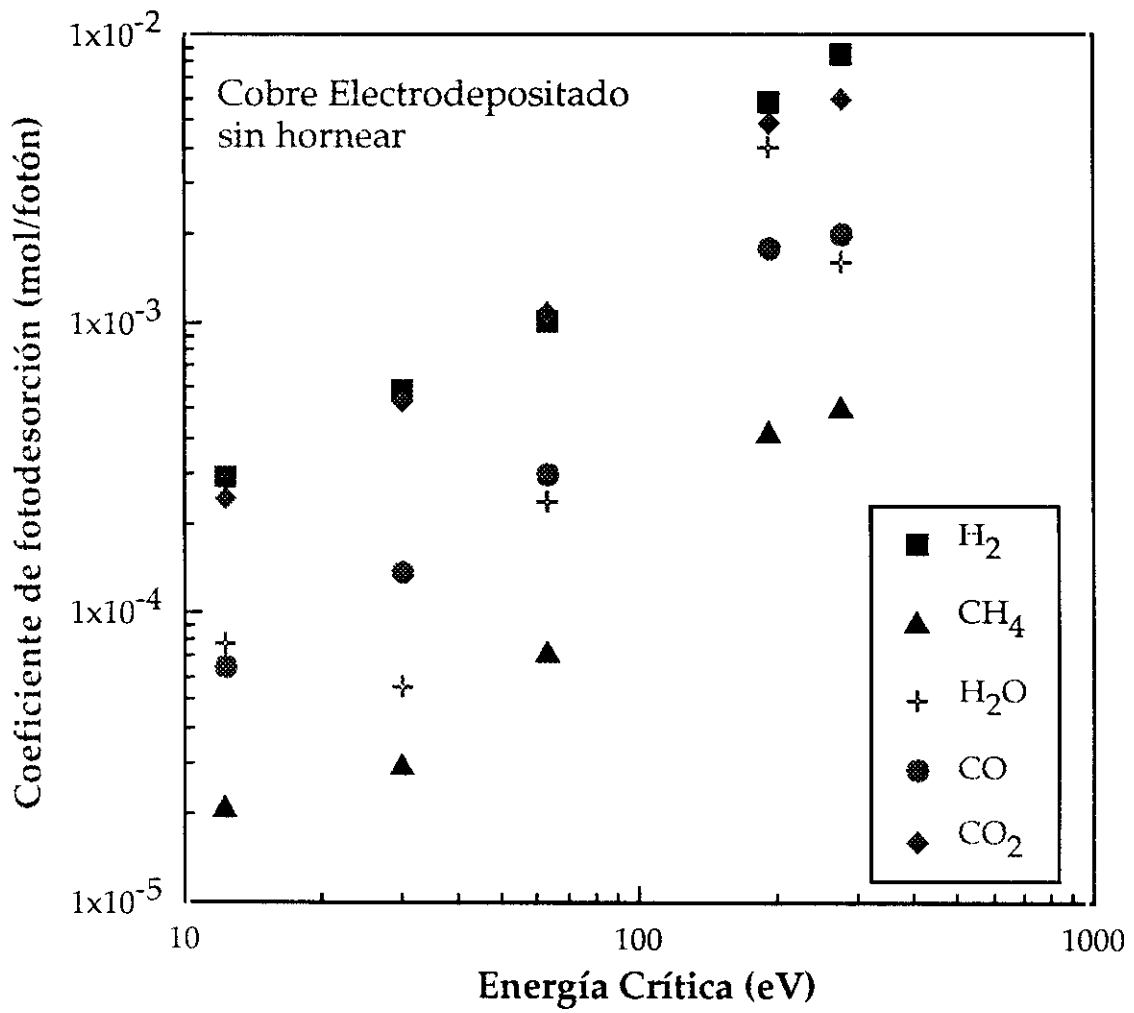


Figura 3.9

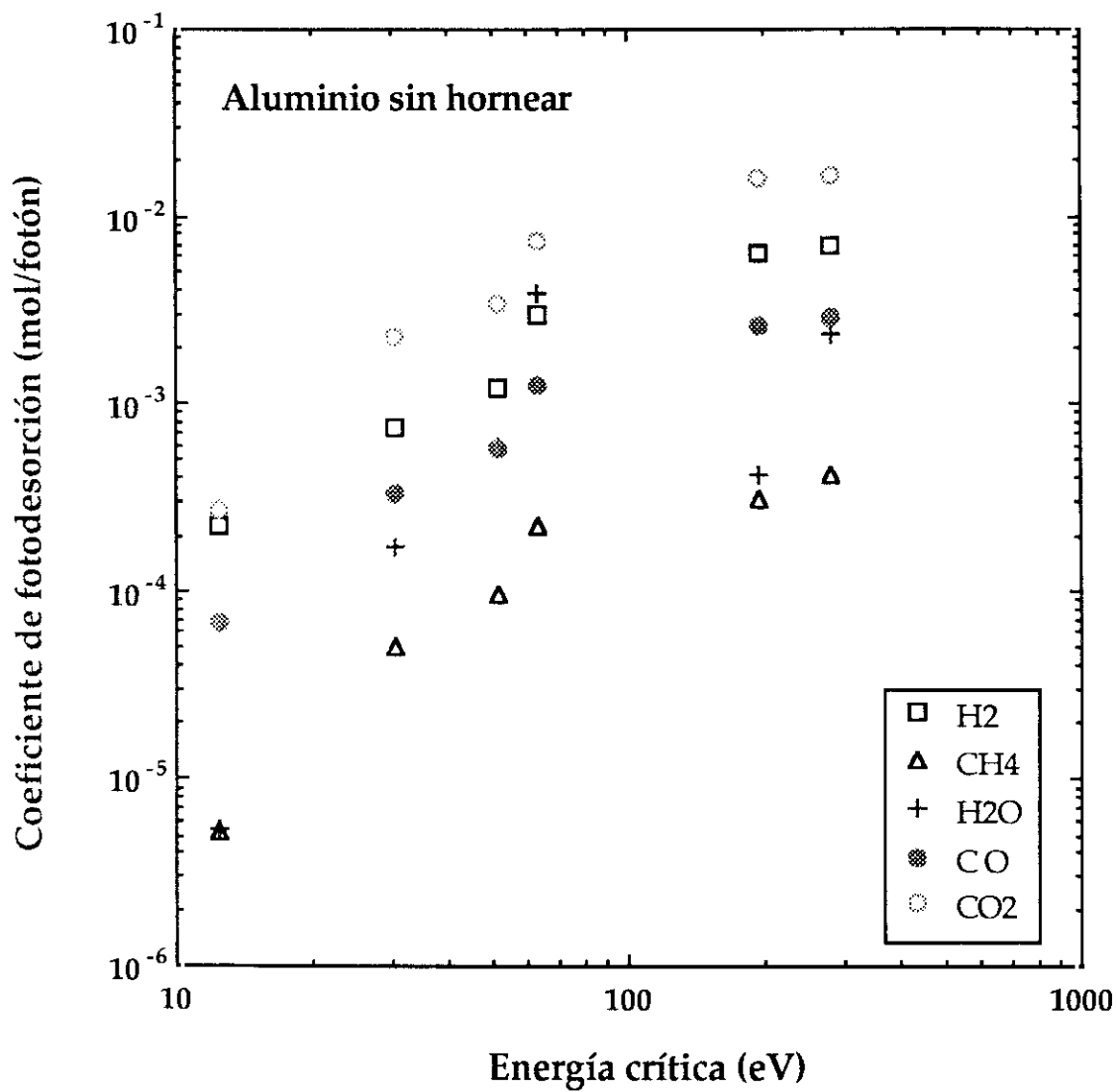


Figura 3.10

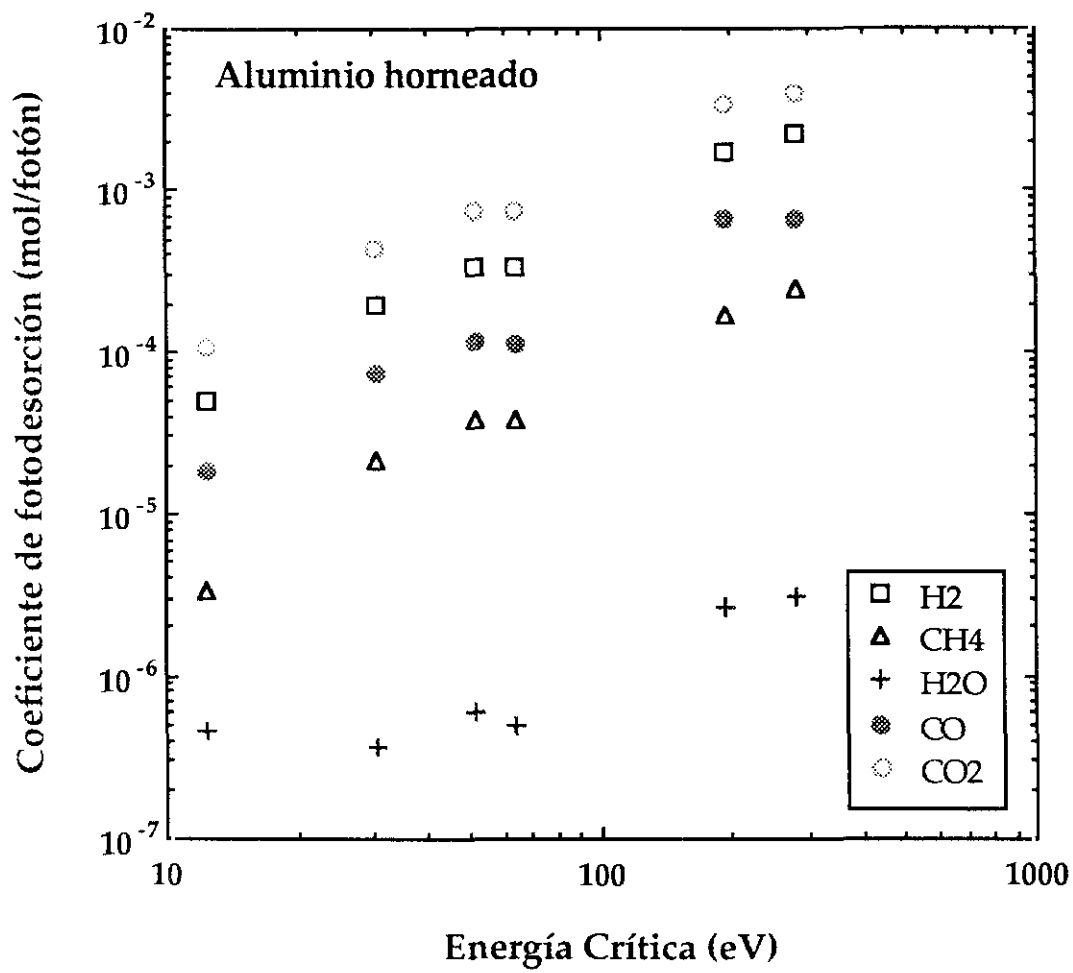


Figura 3.11

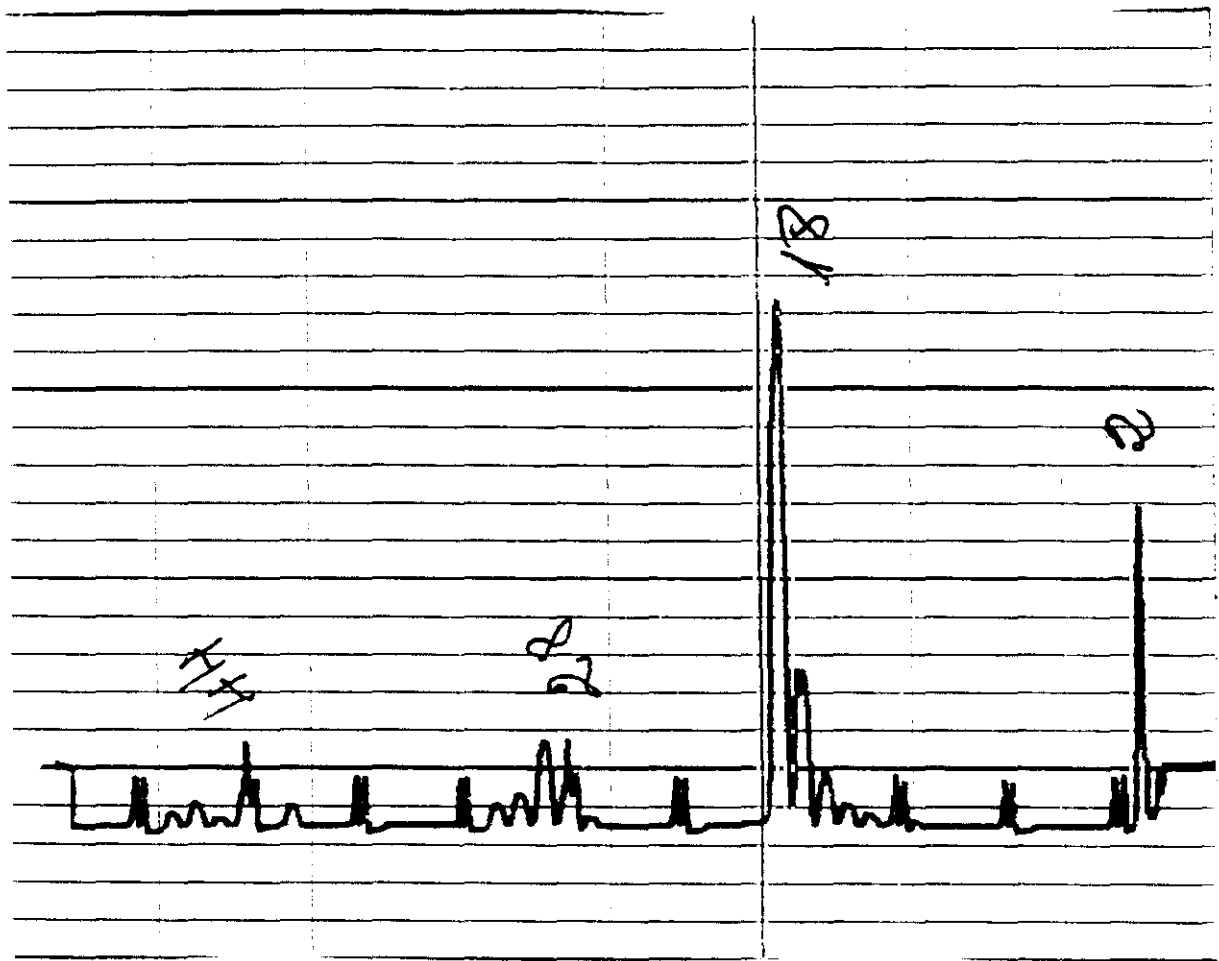


Figura 3.12

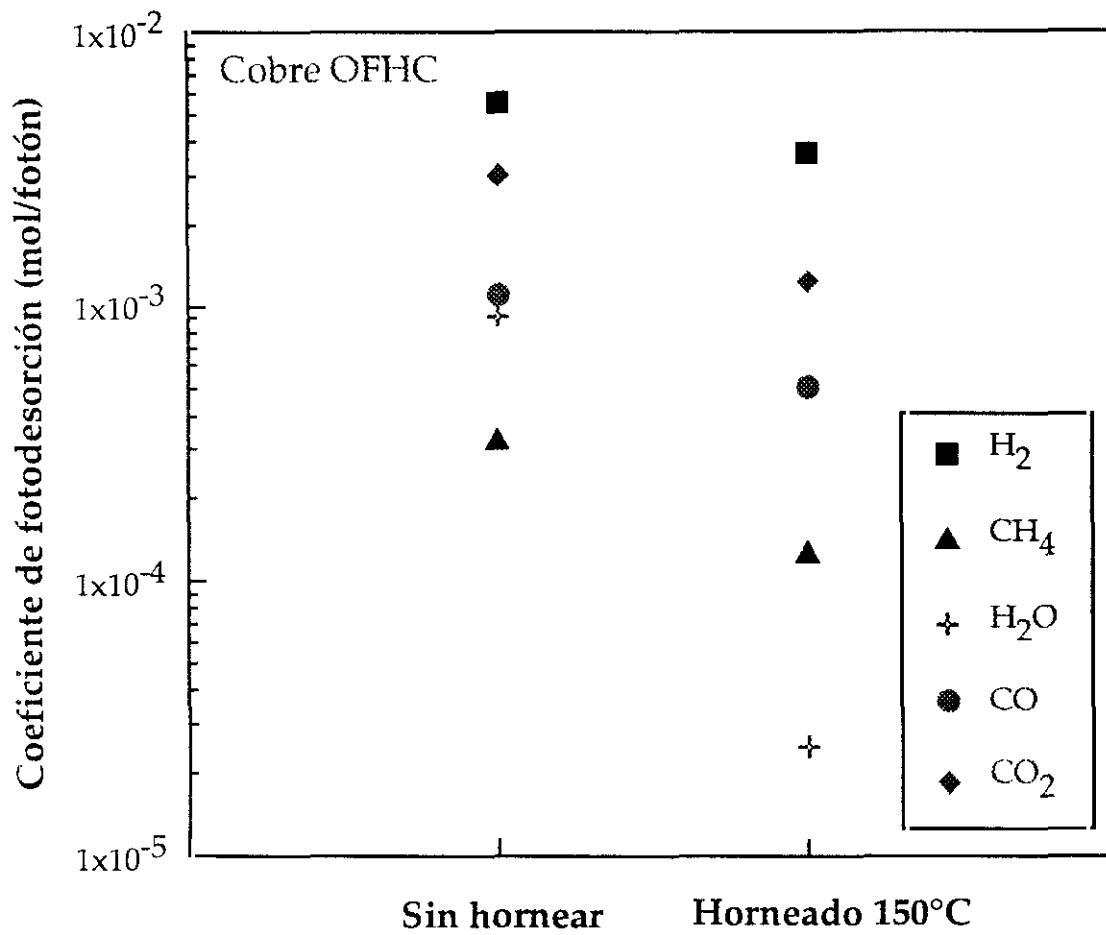


Figura 3.13

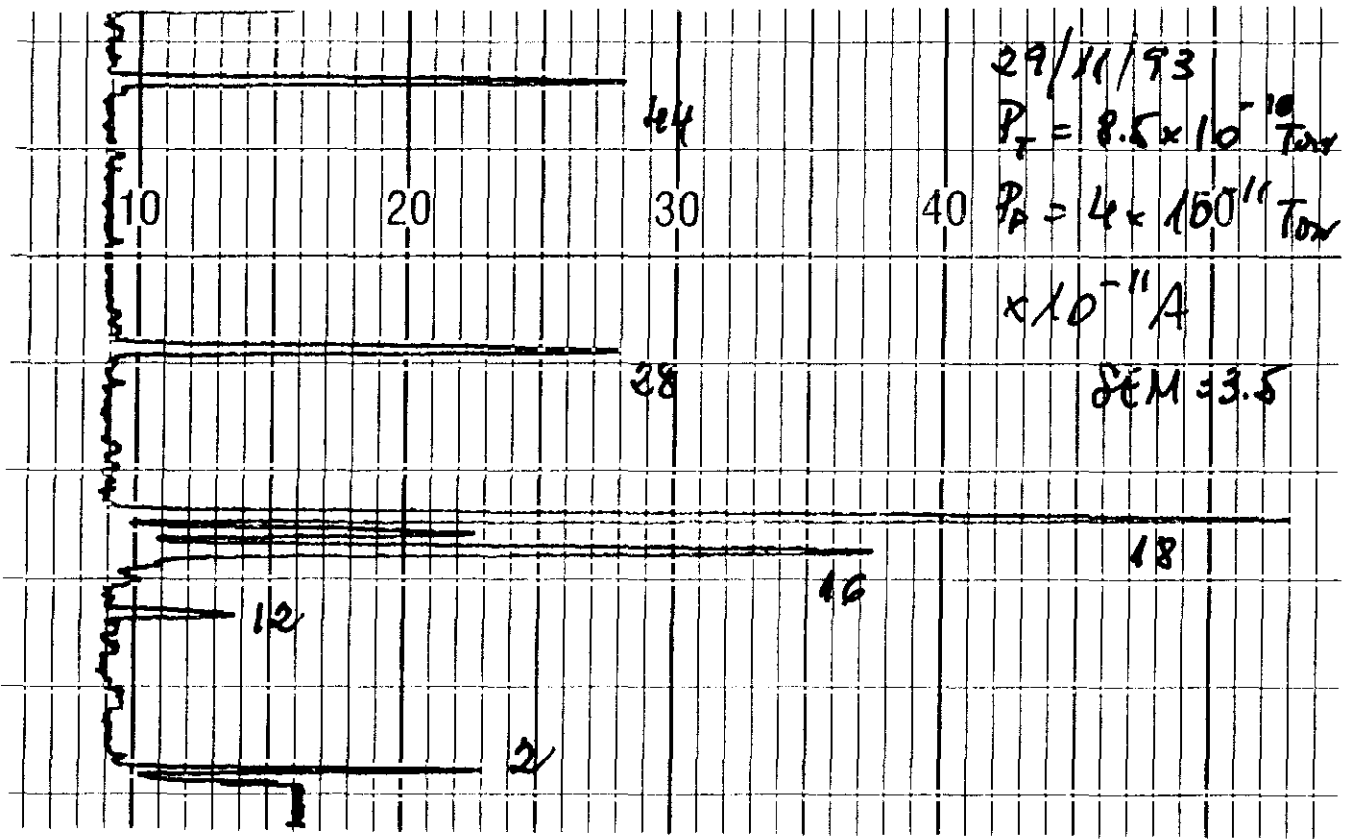


Figura 3.14

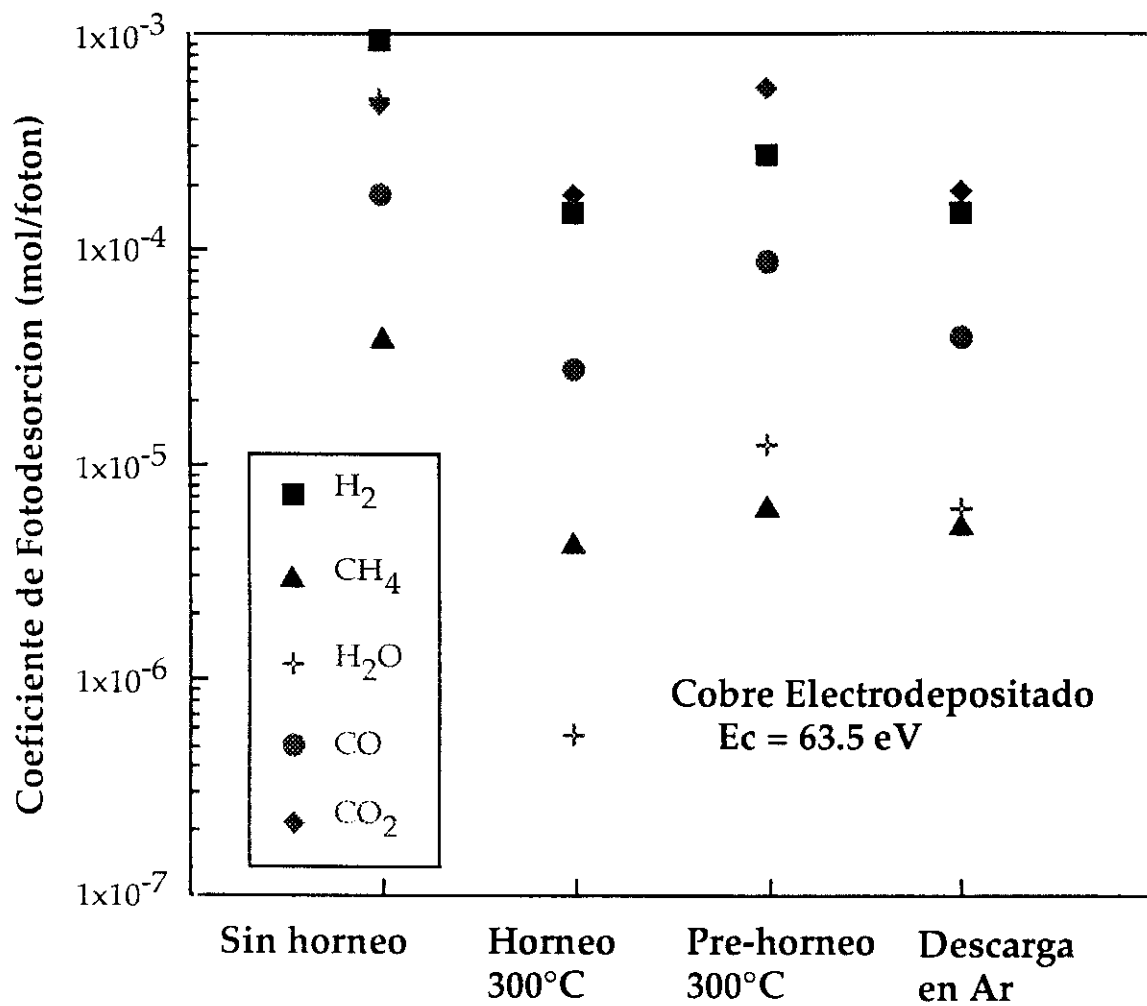


Figura 3.15

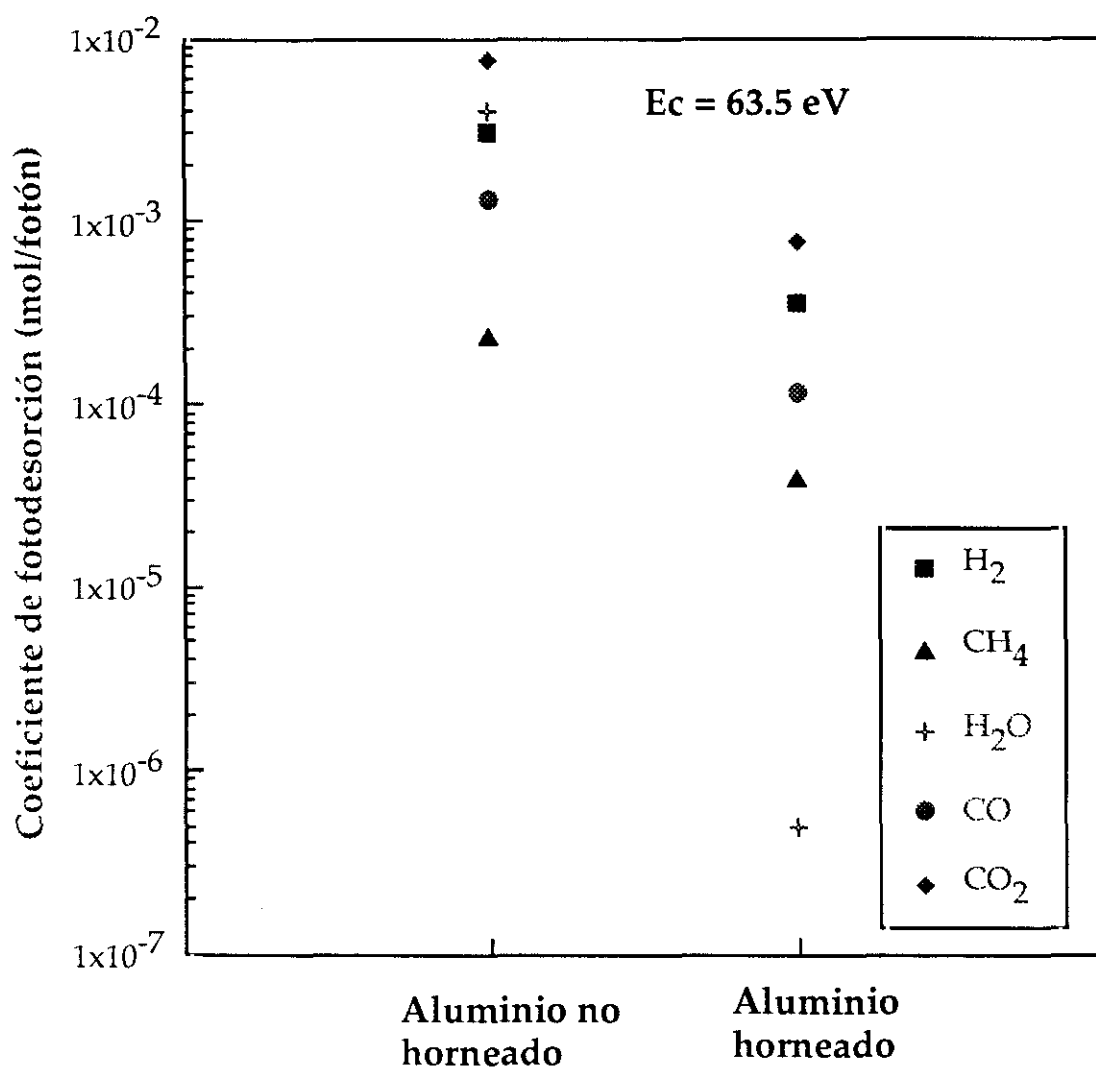


Figura 3.16

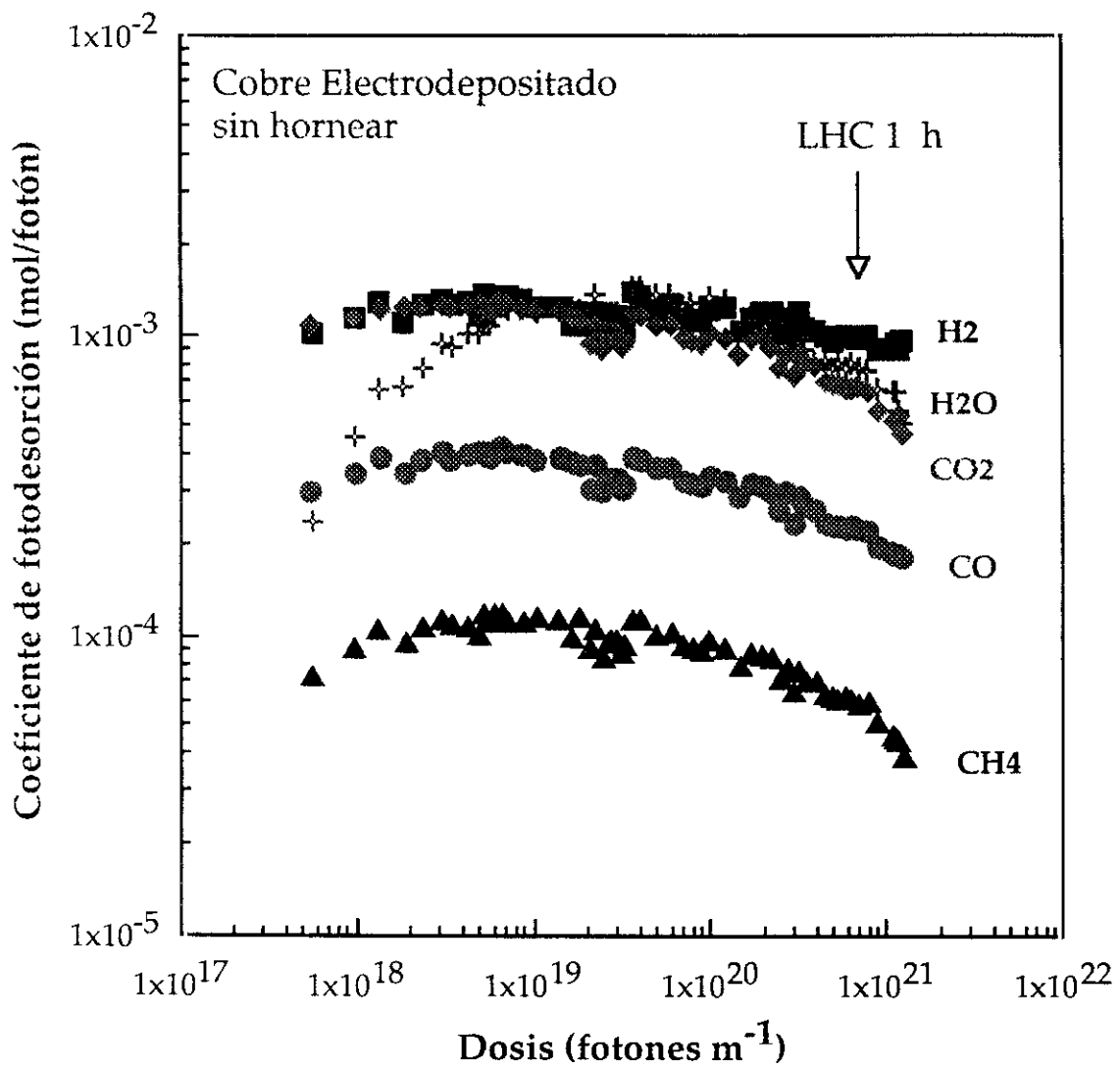


Figura 3.17

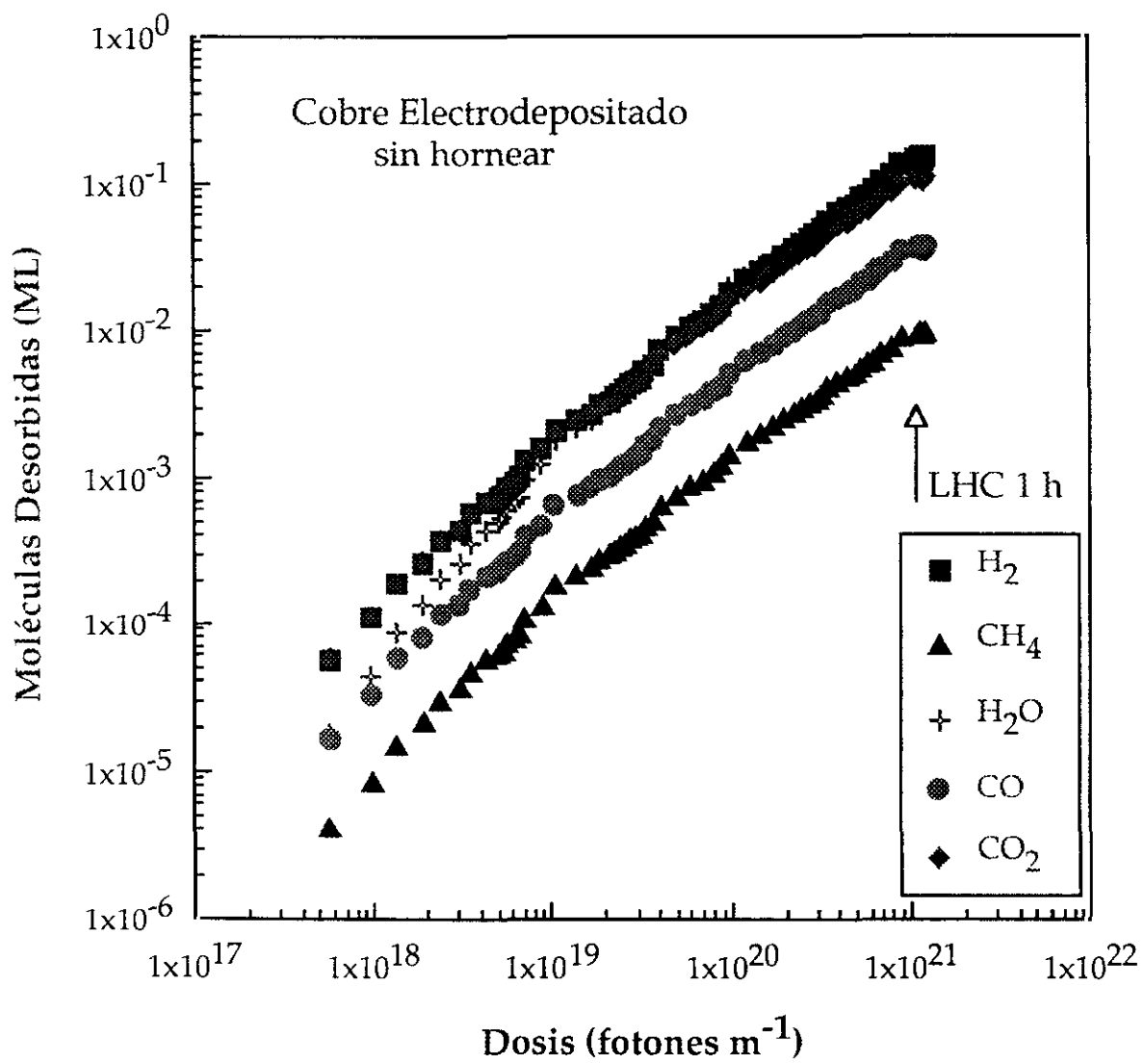


Figura 3.18

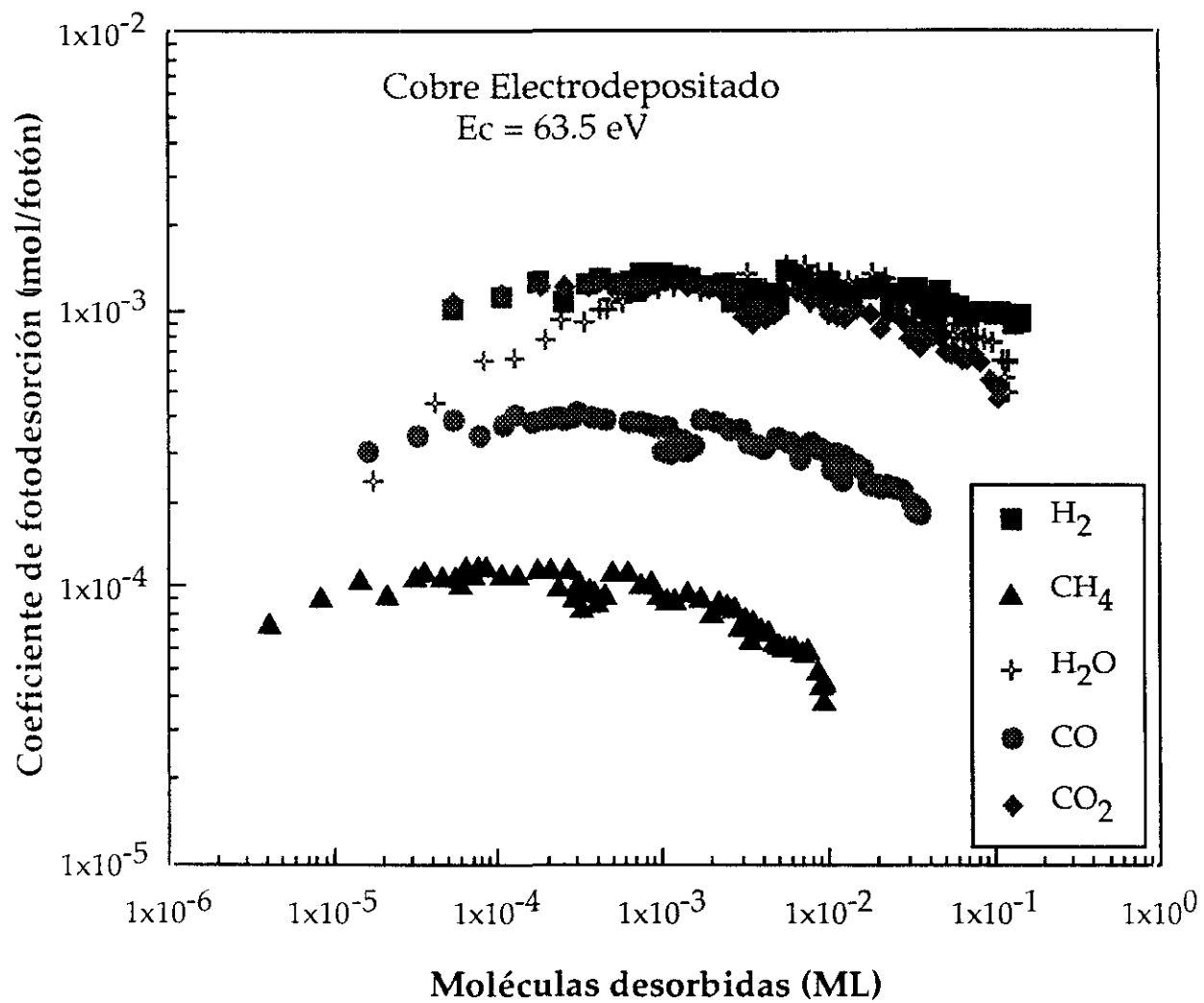


Figura 3.19

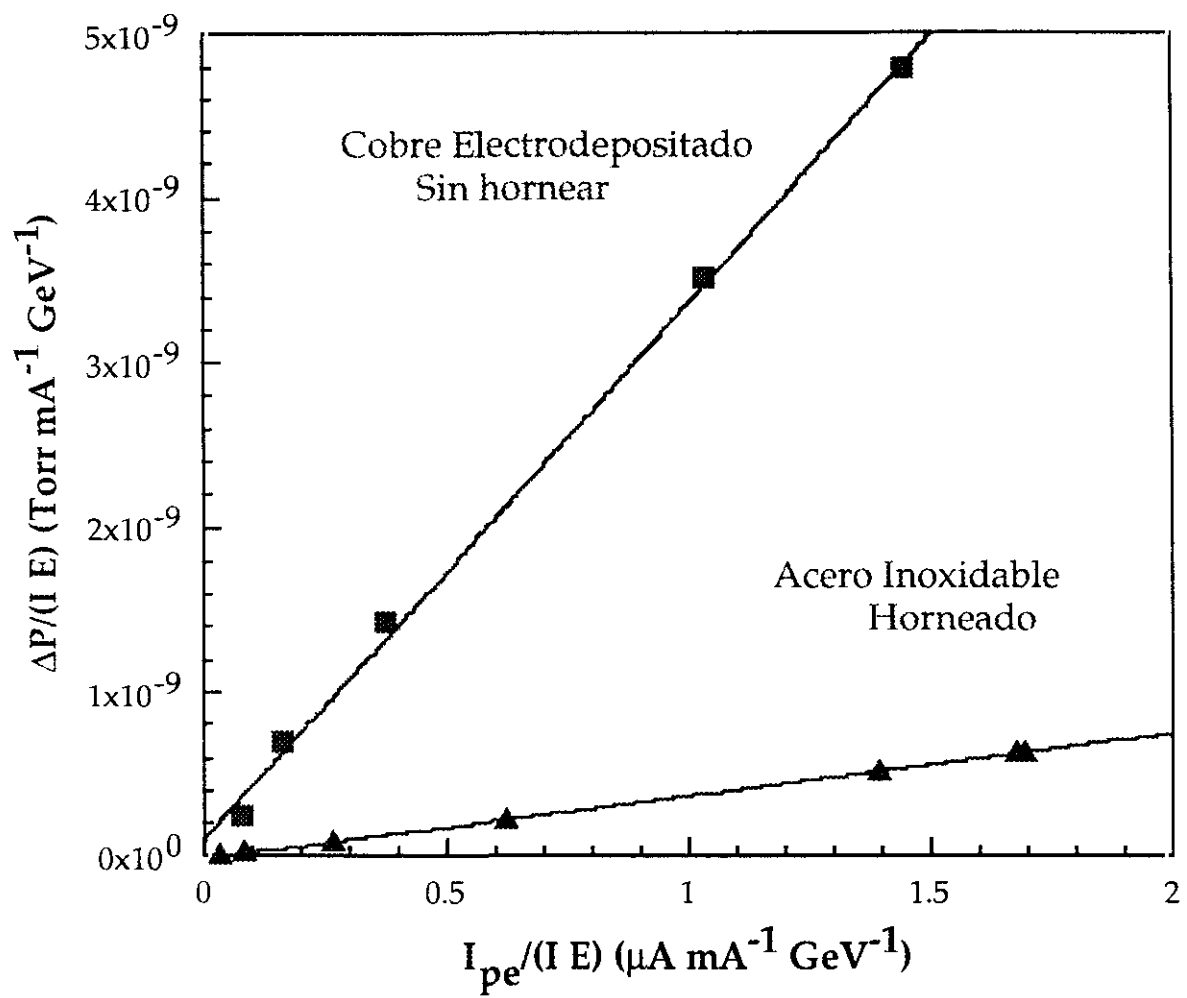


Figura 3.20

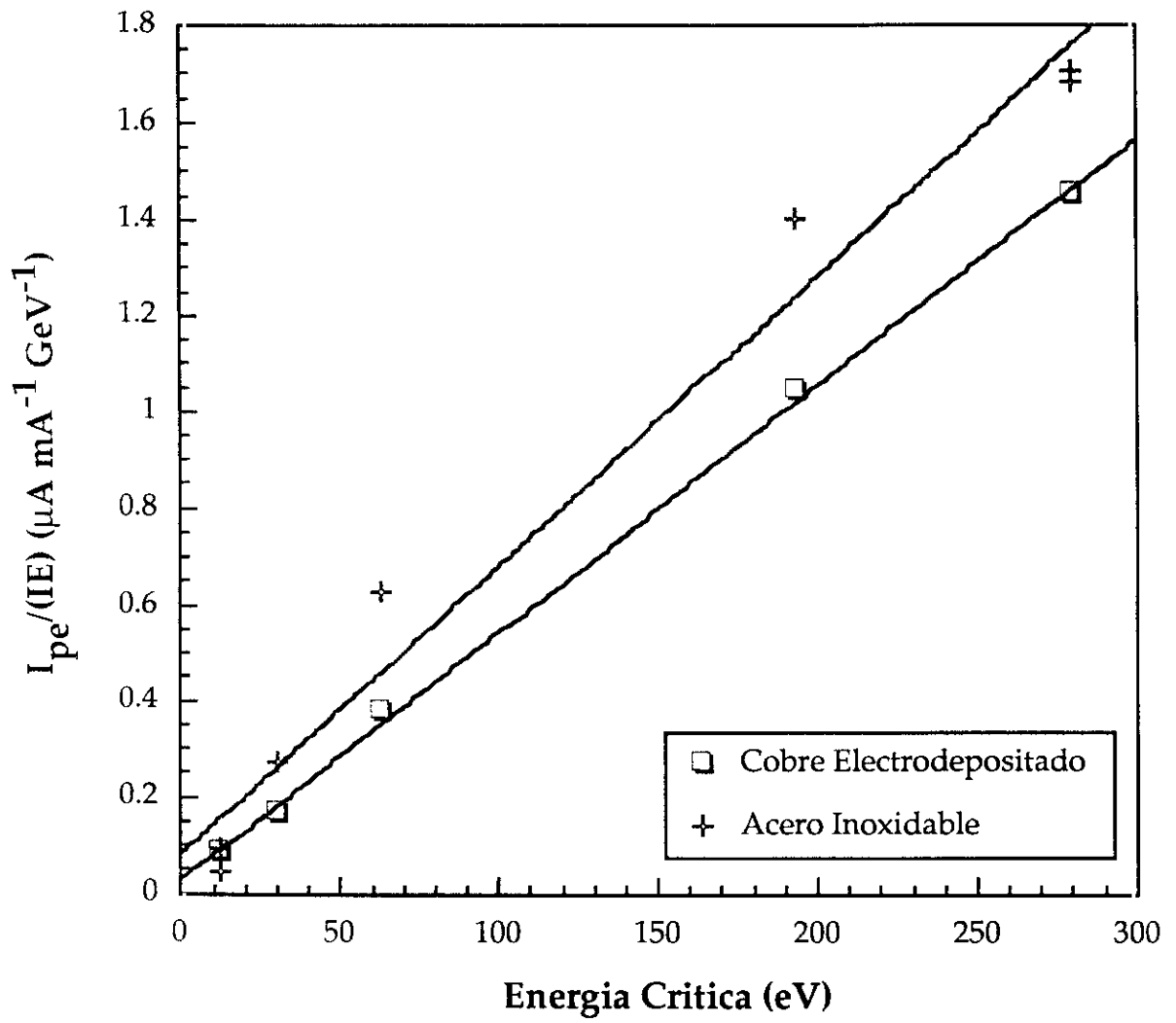


Figura 3.21

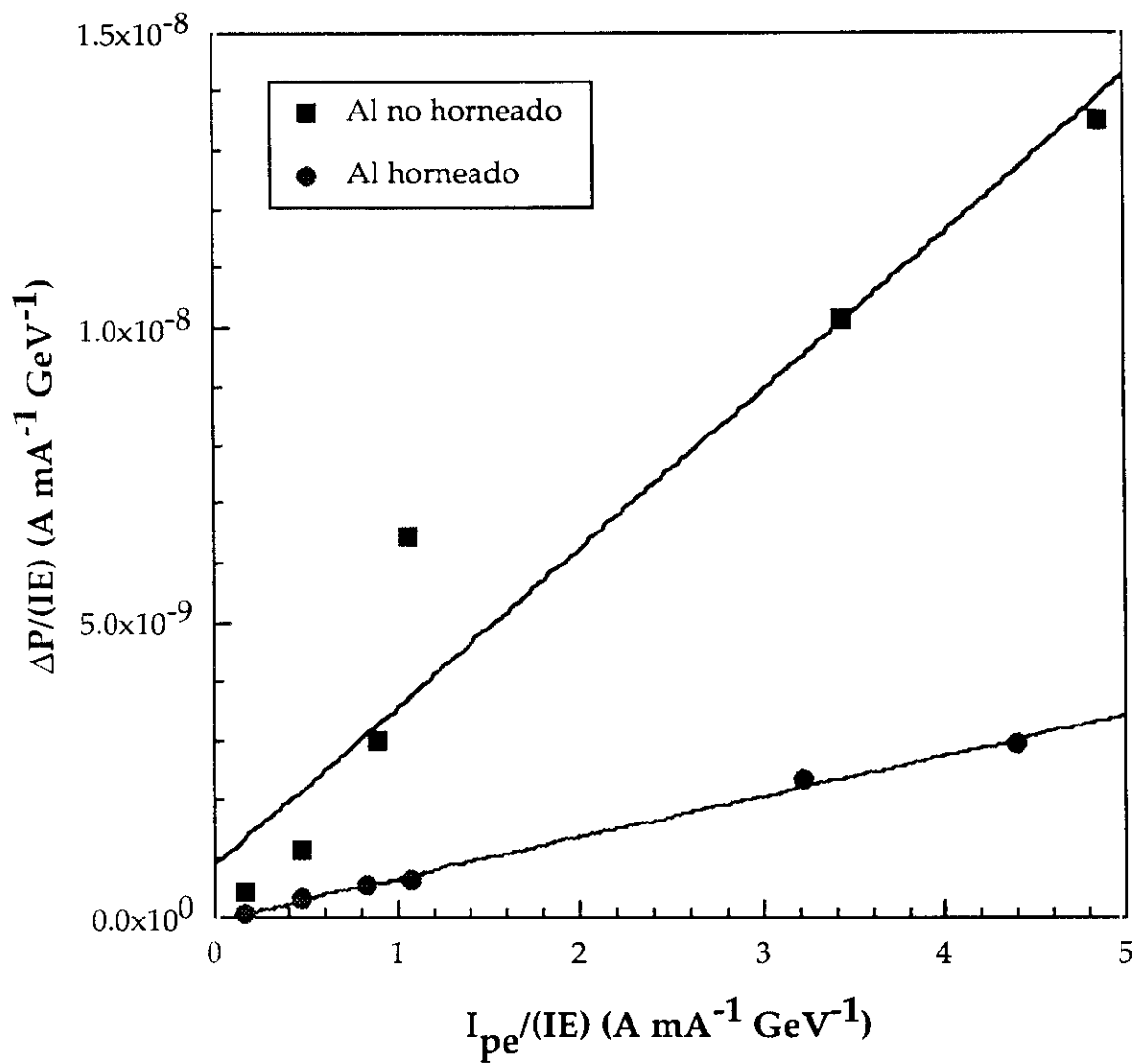


Figura 3.22

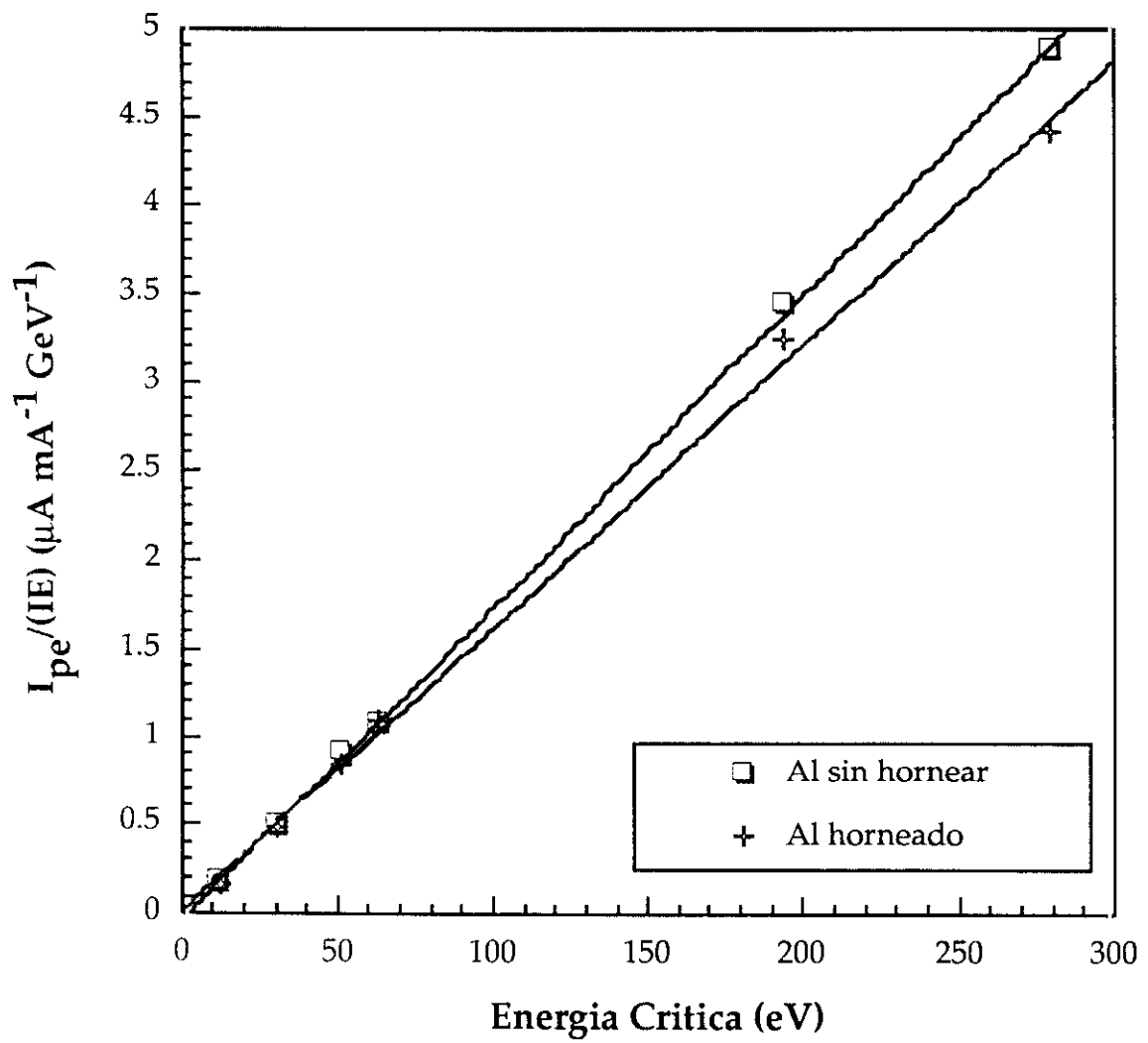


Figura 3.23

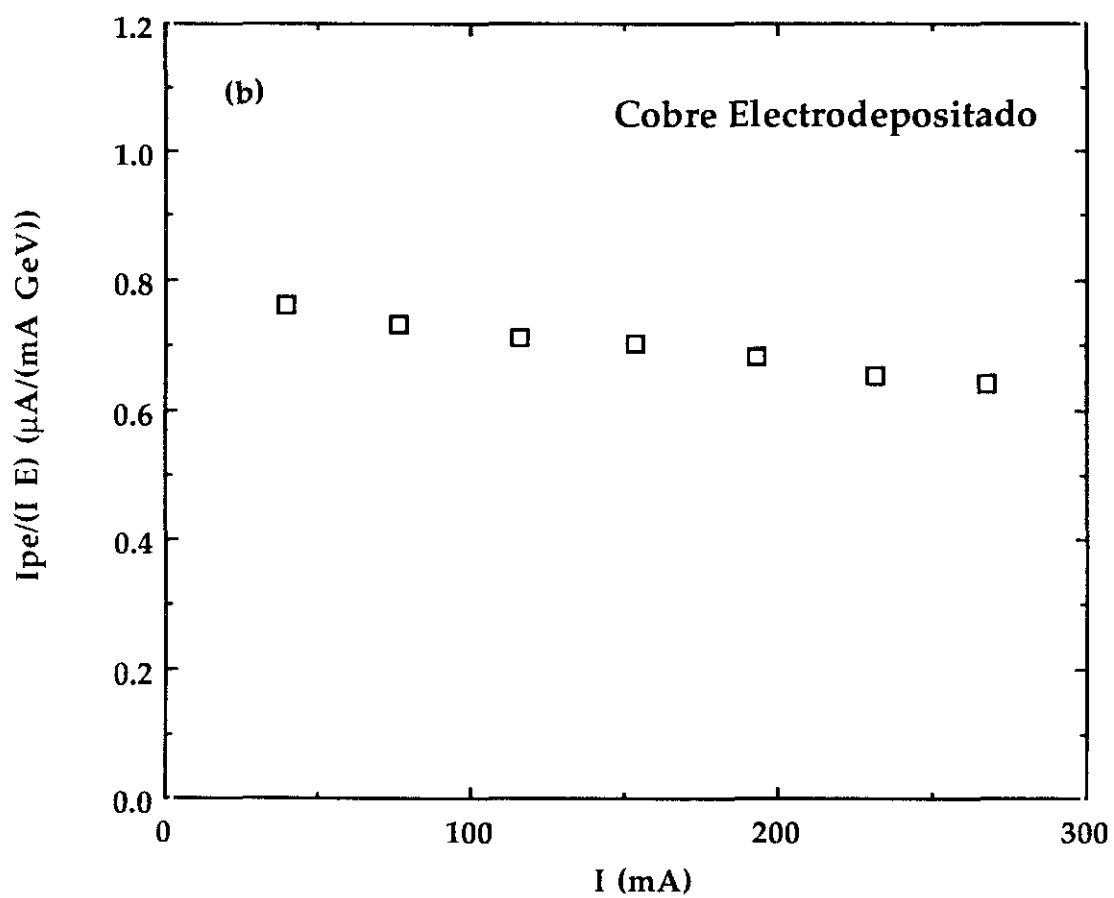
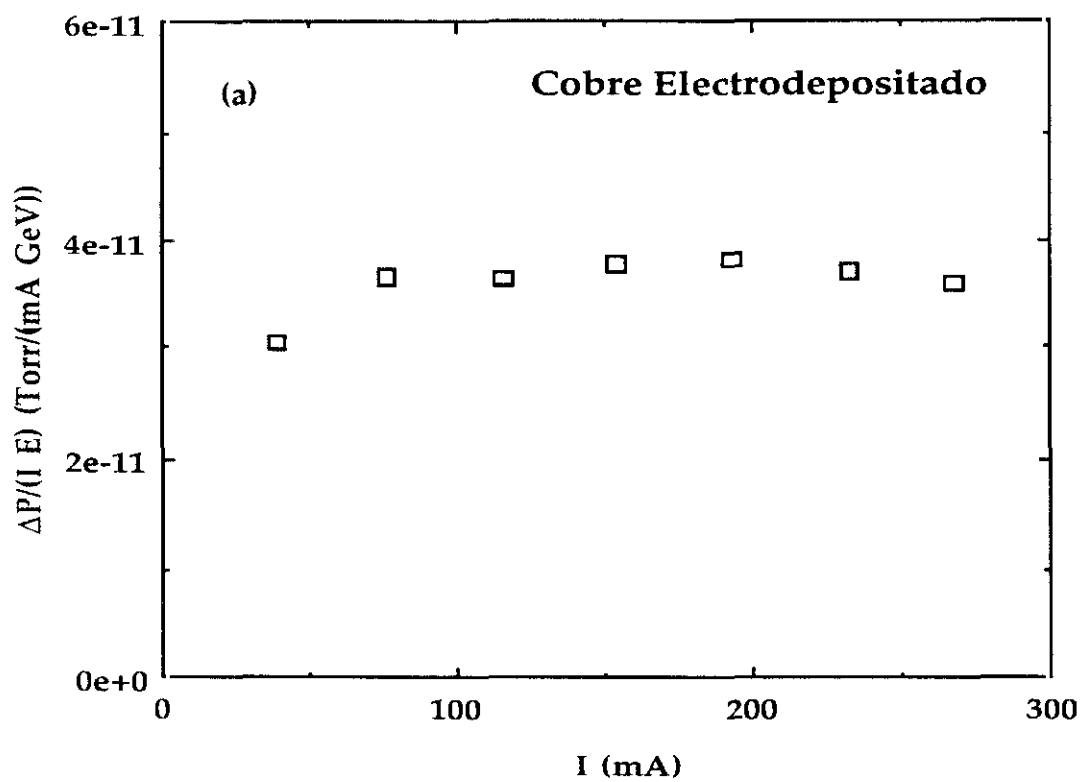


Figura 3.24

Capítulo 4: Desorción inducida por electrones

Los resultados obtenidos en el capítulo anterior sugieren que la fotodesorción inducida por radiación de sincrotrón pudiera tener su origen en los fotoelectrones producidos por dicha radiación. Para estudiar esta relación en mayor profundidad, hemos medido los coeficientes de desorción inducida por electrones para los mismos materiales analizados previamente con la radiación de sincrotrón.

Así mismo, en una reciente publicación [Gröbner, 93] se han obtenido algunos resultados del coeficiente de fotodesorción que indican que éste depende de la temperatura. Por ello, hemos medido el coeficiente de desorción inducida por electrones aumentando la temperatura hasta 200°C.

En este capítulo se presentan las medidas realizadas del coeficiente de electrodesorción, se comparan con las obtenidas en las experiencias de fotodesorción y con el modelo de difusión predicho para el H₂ [Andritschky, 88].

En la primera sección describiremos el sistema experimental. El método de análisis es muy parecido al de la fotodesorción, por lo que nos limitaremos a señalar las diferencias entre ellos.

En la segunda sección, estudiaremos la influencia de la temperatura en los coeficientes de electrodesorción iniciales, para seguidamente estudiar el efecto de la temperatura en la evolución de los coeficientes de electrodesorción con la dosis, en la tercera sección. A continuación discutiremos la interpretación de dichos resultados a la luz de un modelo de difusión, exclusivamente para el H₂.

Por último, compararemos los coeficientes de electrodesorción observados con los coeficientes de fotodesorción obtenidos en el capítulo anterior.

4.1. Sistema experimental

4.1.1. Descripción del sistema

En la figura 4.1. se presenta el diagrama del sistema experimental. Consiste en una cámara de vacío con un analizador de masas, un manómetro Bayard-Alpert, una cabeza Auger con un analizador de electrones CMA (Cilindrical Mirror Analyser), el porta muestras y una fuente de electrones, que utiliza un filamento de Renio.

Entre esta cámara y la sección de bombeo, hay una conductancia calibrada de 83.4 l s^{-1} para N_2 . La bomba iónica tiene una velocidad de bombeo nominal de 200 l s^{-1} para N_2 y la bomba de sublimación de Ti puede ser refrigerada con nitrógeno líquido, con lo que proporciona una velocidad de bombeo superior a 1000 l s^{-1} para H_2 . Teniendo en cuenta la acción conjunta de ambas bombas, la velocidad de bombeo en la cámara de la muestra estará limitada únicamente por la conductancia.

4.1.2. Tratamiento del material

Todas las muestras se cortaron de una lámina del material correspondiente, con unas dimensiones de $47 \times 50 \text{ mm}$ (Área = 23.5 cm^2). Todas ellas se limpiaron siguiendo los mismos métodos químicos descritos en el capítulo anterior para los diferentes materiales.

Para la medida del coeficiente de electrodesorción a altas temperaturas, se utilizó un portamuestras de cobre sólido, con un termopar en contacto con la parte trasera de la muestra y que contenía en su interior una resistencia para calentar las muestras.

Durante el horneado del sistema, la temperatura de las diferentes muestras era de unos 150°C y, posteriormente eran sometidas a un calentamiento de 300°C durante dos horas al final del horneado del sistema, durante el degaseado de los filamentos del analizador de masas y de los manómetros.

La temperatura medida en la muestra era siempre más alta que la del laboratorio debido a su proximidad con el cañón de electrones. Durante el bombardeo, la temperatura de la muestra no subió más de 10°C .

4.1.3. Calibración y método de análisis

El analizador de masas fue calibrado "in situ", con el mismo procedimiento empleado en las experiencias de fotodesorción y que ha sido descrito en el capítulo anterior.

Puesto que la velocidad de bombeo está únicamente limitada por la conductancia, podemos aplicar el mismo método de análisis que hemos aplicado en el caso de la fotodesorción para el cálculo del flujo molecular, y que hemos descrito en el capítulo anterior. El flujo de electrones por unidad de tiempo vendrá dado por el producto de la intensidad medida en A, y la carga

del electrón. Para calcular el flujo por unidad de tiempo y por unidad de superficie, se divide por el área de la muestra. El flujo se puede expresar como:

$$F_e = 2.67 \times 10^{17} I \quad (4.1)$$

donde F_e es la dosis de electrones por unidad de tiempo y por unidad de superficie en $e^- s^{-1} cm^{-2}$ e I es la intensidad en A, medida entre la muestra y tierra.

Para no tener un efecto de limpieza demasiado acusado, las muestras se expusieron a corrientes de unos 10^{-5} A al comienzo del experimento y a 10^{-3} A durante la acumulación de dosis.

4.1.4. Energía de los electrones

Para bombardear la muestra con electrones, se polariza ésta a un potencial positivo, de modo que todos los electrones del filamento son atraídos hacia la muestra.

La ventaja de este método, consiste en que los electrones secundarios no se escapan de la muestra provocando la desorción de las moléculas de gas adsorbidas en las paredes del sistema. De esta forma, la única desorción de las paredes del sistema será causada por la radiación X producida por los electrones incidentes en la muestra.

La elección de la energía de los electrones supone, por tanto, un compromiso entre energías lo suficientemente altas como para que el efecto de electrodesorción esté claramente separado del fondo y lo suficientemente bajas como para que el término debido a la radiación X no sea muy importante.

La energía de los electrones queda fijada por el potencial que se aplica a la muestra que es de +300 V. Este valor es lo suficientemente bajo como para que la producción de radiación X no sea muy elevada y lo suficientemente alto como para que la señal de moléculas desorbidas sea claramente separable del fondo. Algunos autores [Schumann, 88] han encontrado en Aluminio un valor máximo del coeficiente de electrodesorción de 300 eV en aluminio, mientras que otros encuentran un valor de 600 eV [Achard, 79]. En este trabajo se encuentra que dicho coeficiente aumenta hasta al menos un valor de 1.5 kV [Gómez-Goñi, 94b].

Ahora bien, el hecho de que los electrones secundarios producidos sean igualmente atraídos hacia la muestra, produce una incertidumbre en las dosis de electrones incidentes, que se miden con ayuda de un amperímetro, midiendo la corriente con respecto a la masa.

4.2. Dependencia de los coeficientes de electrodesorción con la temperatura

4.2.1. Acero Inoxidable

La primera muestra fue expuesta al cañón de electrones a una temperatura de 36°C, utilizando una corriente de 10^{-5} A y se realizaron varias medidas de los coeficientes de desorción inducida por electrones. A continuación, la muestra fue calentada a 120°C y se repitieron las medidas de los coeficientes de electrodesorción. Finalmente la muestra fue enfriada a temperatura ambiente y los coeficientes de electrodesorción medidos de nuevo. El resultado se presenta en la figura 4.2. Hay que hacer notar, que el coeficiente de electrodesorción fue calculado siempre con respecto a la presión base obtenida a la temperatura correspondiente y con el cañón de electrones encendido, para evitar la desorción de gases provenientes del filamento. De esta forma el incremento de presión que se obtiene es debido exclusivamente a la desorción inducida por electrones.

En esta figura, podemos ver que no existe una diferencia significativa entre los coeficientes medidos a temperatura ambiente y los medidos a 120°C, para H₂, CH₄, CO y CO₂. En cambio, hay un incremento del coeficiente del H₂O entre temperatura ambiente y 120°C, pero también un incremento con la dosis.

Para ver el efecto a temperaturas más altas, se repitieron ciclos de medida a temperatura ambiente y a más de 200°C. Los resultados se muestran en la figura 4.3. Se observa un efecto de limpieza para todos los gases y que el coeficiente de electrodesorción del agua varía fuertemente con la temperatura. La dosis total de electrones acumulada al final del experimento fue de 1.2×10^{17} e⁻cm⁻².

El mismo experimento fue repetido para la segunda muestra de acero inoxidable. Los resultados fueron similares y están representados en la figura 4.4. Se comprueba que nuevamente es el agua el que mas varía a alta

temperatura, incluso aunque el sistema esté horneado a 150°C y degasificado a 300°C durante dos horas.

En la tabla 4.I, se muestran las relaciones entre los coeficientes de electrodesorción a temperatura ambiente (TA) y alta temperatura para todos los gases. Como se puede ver, todos los coeficientes aumentan ligeramente a alta temperatura, aunque es el correspondiente al agua el que crece más.

Tabla 4.I: Cocientes entre los coeficientes de electrodesorción a temperatura ambiente (TA) y alta temperatura para las dos muestras de acero inoxidable 316 L+N.

Gas	Cociente muestra 1 (120°C/TA)	Cociente muestra 2 (200°C/TA)
H ₂	1.03	1.23
CH ₄	1.05	1.27
H ₂ O	2.03	7.54
CO	1.11	1.25
CO ₂	1.08	1.19

Los coeficientes de electrodesorción se obtienen comparando los espectros con y sin electrones incidiendo en la muestra (pero manteniendo el filamento encendido) a la misma temperatura, con lo que se obtiene el incremento debido exclusivamente a los electrones. Para evaluar el efecto conjunto de la desorción térmica y de la inducida por electrones se ha comparado el espectro obtenido a 210°C con electrones con el espectro sin electrones a la misma temperatura y a temperatura ambiente. En la figura 4.5, se muestran los resultados de este análisis.

Las mayores diferencias se observan en los coeficientes de electrodesorción de H₂ y de H₂O, que se ven afectados por la desorción térmica, mientras que las moléculas con carbono apenas se ven afectadas. En concreto, para el H₂ se observa una desorción en exceso de 6×10^{-2} moléculas/electrón debido a la desorción térmica. La contribución del H₂O sobre la corriente iónica del H₂ medido en la masa 2, es menor del 1%, por lo que podemos descartar que se trate únicamente de agua.

4.2.2. Cobre OFHC

Como en el caso del acero inoxidable, las muestras fueron expuestas a electrones siguiendo ciclos con la temperatura, para ver la influencia de ésta en los coeficientes de electrodesorción. Los resultados fueron similares para ambas muestras y en la figura 4.6 se pueden ver los resultados obtenidos para la segunda muestra expuesta.

En este caso, hay un importante efecto de limpieza, a pesar de la dosis tan pequeña recibida, por lo que prácticamente no se detectó ningún efecto debido a la temperatura.

4.2.3. Aluminio

Las dos muestras fueron expuestas a electrones de 300 eV, a temperatura ambiente, calentadas a 200°C y vueltas a exponer y, por último, enfriadas a temperatura ambiente y expuestas de nuevo a bombardeo electrónico. Los resultados para la primera muestra se pueden ver en la figura 4.7. Igual que en el caso del cobre, el efecto de limpieza se manifiesta ya en los primeros puntos experimentales, aunque el efecto de la temperatura se deja notar en el coeficiente de desorción del H₂O.

4.2.4. Conclusiones

El efecto de la temperatura sobre los coeficientes de electrodesorción iniciales se manifiesta sobre todo en el H₂ y en el H₂O, que son las moléculas que son desorbidas térmicamente, por lo que podemos decir que su energía de ligadura con la superficie de óxido es menor que para las moléculas con carbono.

Por otra parte, el H₂O aumenta lentamente con la dosis a una misma temperatura hasta un cierto valor máximo, por lo que podemos suponer que hay un proceso de creación de H₂O en la superficie por reacción de H₂ con la capa de óxido o bien un efecto de aumento de la temperatura local en la superficie.

Por último, se produce un efecto marcado de limpieza con la dosis, incluso a las dosis relativamente moderadas que hemos utilizado para el cobre y para el aluminio especialmente. Esta dependencia con la dosis será analizada con mayor detalle en la próxima sección.

4.3. Dependencia de los coeficientes de electrodesorción con la dosis y la temperatura.

4.3.1. Acero inoxidable

Para estudiar el efecto de la temperatura en la variación de los coeficientes de electrodesorción con la dosis, se llevaron a cabo dos exposiciones a alta dosis de electrones, con dos muestras idénticamente preparadas, una a temperatura ambiente (Muestra N^o 1; 36°C) y otra a alta temperatura (Muestra N^o 2; 200°C). Los resultados se representan en las figuras 4.8 y 4.9, respectivamente.

Como se puede ver en las figuras, hasta aproximadamente $1 \times 10^{18} \text{ e}^- \text{ cm}^{-2}$ los coeficientes de electrodesorción de todos los gases desorbidos disminuyen lentamente para después aumentar su pendiente, siguiendo una recta en escala logarítmica. Por tanto, a partir de una dosis de $\sim 1 \times 10^{18} \text{ e}^- \text{ cm}^{-2}$ se ajustaron a una función empírica del tipo:

$$\eta_e = C D^{-\alpha} \quad (4.2)$$

donde D es la dosis acumulada en $\text{e}^- \text{ cm}^{-2}$, η_e es el coeficiente de moléculas desorbidas por electrón y α es una constante positiva. Las constantes del ajuste se muestran en la tabla 4.II, para ambas temperaturas. El coeficiente correspondiente al H_2O es diferente a los demás, ya que crece más lentamente que los demás para después disminuir con una pendiente mayor.

Tabla 4.II: Constantes del ajuste de los coeficientes de electrodesorción en función de la dosis para ambas muestras de acero inoxidable 316 L+N a temperaturas de 36°C (Muestra 1) (para $D > 1 \times 10^{18} \text{ e}^- \text{ cm}^{-2}$) y de 200°C (Muestra 2) (para $D > 1 \times 10^{17} \text{ e}^- \text{ cm}^{-2}$), respectivamente.

GAS	C (36°C)	α (36°C)	C (200°C)	α (200°C)
H_2	7.8×10^{11}	0.77	3.6×10^{11}	0.76
CH_4	2.0×10^{16}	1.10	1.0×10^{21}	1.36
CO	4.1×10^{11}	0.78	1.0×10^{14}	0.92
CO_2	1.5×10^{14}	0.93	6.3×10^{14}	0.97

Si comparamos ambas experiencias, podemos ver, que tanto la pendiente del ajuste, α , como la constante multiplicativa, C , son mayores a 200°C para todos los gases, excepto para H₂ que es muy parecida. Esto indica mayores velocidades de limpieza para el caso de alta temperatura ya que α mayor. Con respecto al valor de la constante multiplicativa, C , hay que decir que está afectada de un error importante, ya que los ajustes se hicieron a partir de $D \sim 1 \times 10^{18} \text{e}^{-\text{cm}^{-2}}$ por lo que no es posible la extrapolación a bajas dosis.

También resulta interesante estudiar la dependencia de los coeficientes de electrodesorción con la cantidad total de gas desorbida. De ese modo, se puede correlacionar el coeficiente, η_e , con el recubrimiento de la superficie. Integrando los coeficientes con respecto a la dosis, representados en las figuras 4.8 y 4.9, se obtienen el número total de moléculas desorbidas por unidad de superficie. Para obtener el número de monocapas, dividimos por $2 \times 10^{15} \text{mol cm}^{-2}$, que es el número de moléculas de H₂, que tiene una monocapa [Wallén, 93]. La integración puede verse en la figuras 4.10 y 4.11.

Los coeficientes pueden así mismo ajustarse a una función empírica del tipo:

$$\eta_e(\theta) = \eta_{e,0} e^{-\frac{\theta}{\theta_0}} \quad (4.3)$$

donde η_e es el coeficiente de electrodesorción, $\eta_{e,0}$ y θ_0 son constantes positivas y θ es el número de moléculas desorbidas en monocapas.

Como se ve en la ecuación, $\eta_{e,0}$ es el valor inicial del coeficiente de electrodesorción, ya que cuando $\theta \rightarrow 0$, $\eta_e \rightarrow \eta_{e,0}$. Por su parte, θ_0 es el número de moléculas desorbidas en monocapas necesario para que el coeficiente de electrodesorción se reduzca en un factor $1/e$. Es, por tanto, una indicación del número de moléculas disponible para la electrodesorción en la superficie.

En la tabla 4.III se muestran las constantes del ajuste para ambas temperaturas. Como se puede ver, los valores iniciales extrapolados para 200°C son mayores que para temperatura ambiente, mientras que los valores de θ_0 son menores. Esto significa una tendencia a tener mayores coeficientes de desorción a temperaturas más elevadas, pero también un efecto de limpieza con la dosis más marcado.

Tabla 4.III: Constantes del ajuste de los coeficientes de electrodesorción en función del número total de monocapas de gas desorbidas para ambas muestras de acero inoxidable 316 L+N a temperatura ambiente y a 200°C.

GAS	$\eta_{e,0}$ (36°C)	θ_0 (36°C)	$\eta_{e,0}$ (200°C)	θ_0 (200°C)
H ₂	1.7×10^{-2}	10.4	3.7×10^{-2}	6.64
CH ₄	1.1×10^{-3}	0.14	1.6×10^{-2}	0.12
CO	6.4×10^{-3}	3.67	2.2×10^{-2}	1.98
CO ₂	6.3×10^{-3}	1.67	2.3×10^{-2}	1.28

4.3.2. Cobre OFHC

También como en el caso del acero inoxidable, se llevaron a cabo dos experiencias de acumulación de dosis, para estudiar las diferencias en el efecto de limpieza entre ambas temperaturas. Los resultados se presentan en las figuras 4.12 y 4.13.

Igualmente ajustamos estos resultados siguiendo la función empírica 4.2,

$$\eta_e = C D^{-\alpha}$$

Las constantes del ajuste se presentan en la tabla 4.IV, tanto para 40°C (para $D > 5 \times 10^{16} e^-cm^{-2}$) como para 200°C (a partir de $D \sim 1 \times 10^{18} e^-cm^{-2}$).

Tabla 4.IV: Constantes del ajuste de la dependencia de η_e con la dosis acumulada de electrones para una muestra de cobre OFHC a temperatura ambiente (40°C) (muestra 1) y a 200°C (muestra 2).

GAS	C (40°C)	α (40°C)	C (200°C)	α (200°C)
H ₂	2.2×10^8	0.62	1.0×10^{10}	0.71
CH ₄	6.4×10^{18}	1.30	1.0×10^{20}	1.35
CO	3.6×10^6	0.55	1.1×10^{11}	0.78
CO ₂	1.0×10^{13}	0.92	2.3×10^{13}	0.93

Integrando los coeficientes de electrodesorción con respecto a la dosis, como se hizo en el caso del acero, podemos obtener la dependencia del coeficiente de electrodesorción con respecto al gas desorbido. Los resultados se representan en las figuras 4.14 y 4.15. Los coeficientes fueron igualmente ajustados a una función empírica del tipo 4.3:

$$\eta_e = \eta_{e,0} e^{-\frac{\theta}{\theta_0}}$$

En la tabla 4.V se muestran las constantes del ajuste para ambas temperaturas. Si bien, el CH₄ y el CO₂ tienen exponentes más altos a 200°C que a temperatura ambiente, como en el caso del acero, tanto el coeficiente del H₂ como el CO siguen la tendencia contraria.

Tabla 4.V: Constantes del ajuste del coeficiente de electrodesorción en función del número de moléculas desorbidas en monocapas para cobre OFHC a temperatura ambiente (muestra 1) y a 200°C (Muestra 2).

GAS	$\eta_{e,0}$ (40°C)	θ_0 (40°C)	$\eta_{e,0}$ (200°C)	θ_0 (200°C)
H ₂	3.0×10^{-3}	2.23	3.2×10^{-3}	1.82
CH ₄	7.2×10^{-4}	0.011	2.9×10^{-4}	0.018
CO	8.4×10^{-4}	1.01	1.5×10^{-3}	0.66
CO ₂	1.6×10^{-3}	0.14	9.5×10^{-4}	0.24

4.3.3. Aluminio

Igual que en el caso del acero y el cobre, se realizaron dos experiencias de acumulación de dosis, una a temperatura ambiente (38°C; Muestra n° 1) y otra a alta temperatura (200°C; Muestra n° 2). Los resultados se presentan en las figuras 4.16 y 4.17, respectivamente.

Nuevamente hacemos el ajuste con la función empírica que hemos utilizado para el resto de materiales (4.2):

$$\eta_e = C D^{-\alpha}$$

Los resultados del ajuste se muestran en la tabla 4.VI.

Tabla 4.VI: Constantes del ajuste del coeficiente de electrodesorción en función de la dosis para Aluminio a temperatura ambiente y a 200°C.

GAS	C (38°C)	α (38°C)	C (200°C)	α (200°C)
H ₂	2.5×10 ⁹	0.68	7.7×10 ⁶	0.54
CH ₄	6.3×10 ¹⁰	0.85	3.5×10 ¹⁰	0.82
CO	1.8×10 ¹⁰	0.74	1.6×10 ⁷	0.56
CO ₂	2.7×10 ¹¹	0.85	1.9×10 ⁹	0.70

En este caso la tendencia es la contraria que en el resto de los materiales, ya que se observa un exponente para la dosis, α , más pequeño a alta temperatura que a baja.

Integrando las figuras 4.16 y 4.17, y expresando el número de moléculas desorbidas en monocapas, obtenemos los resultados que se representan en las figuras 4.18 y 4.19.

Si ajustamos, como anteriormente, esta dependencia con la ley empírica 4.3:

$$\eta_e = \eta_{e,0} e^{-\frac{\theta}{\theta_0}}$$

obtenemos los resultados que se muestran en la tabla 4.VII. Podemos ver que los valores de la constante $\eta_{e,0}$ son mayores a temperatura ambiente que a 200°C mientras que los valores de θ_0 son más pequeños para temperatura ambiente que para 200°C. Estos resultados son exactamente a la inversa que los obtenidos para acero inoxidable, e indican un menor coeficiente de desorción inicial a baja temperatura, pero un efecto de limpieza más acusado.

Tabla 4.VII: Constantes del ajuste del coeficiente de electrodesorción en función del número de moléculas desorbidas en monocapas para aluminio a temperatura ambiente (muestra 1) y a 200°C (Muestra 2).

GAS	$\eta_{e,0}$ (38°C)	θ_0 (38°C)	$\eta_{e,0}$ (200°C)	θ_0 (200°C)
H ₂	6.9×10^{-3}	1.04	3.0×10^{-3}	2.43
CH ₄	4.2×10^{-4}	0.024	2.6×10^{-4}	0.045
CO	6.0×10^{-3}	0.64	2.2×10^{-3}	1.78
CO ₂	2.0×10^{-3}	0.090	1.6×10^{-3}	0.47

4.3.4. Conclusiones

En esta sección hemos estudiado el efecto de la dosis, a diferentes temperaturas, en el coeficiente de electrodesorción de los materiales. Este disminuye con la dosis en la forma, $\eta_e = C D^{-\alpha}$, con el exponente α positivo.

Los resultados de los ajustes indican un efecto de limpieza más pronunciado a 200°C que a temperatura ambiente para el acero inoxidable y el cobre, ya que el exponente α es mayor a 200°C para todos los gases desorbidos. En cambio, para el aluminio el efecto de limpieza es menor a alta temperatura.

También se ha estudiado la dependencia del coeficiente de electrodesorción con la cantidad de gas desorbido en monocapas, observándose una ley empírica del tipo, $\eta_e = \eta_{e,0} e^{-\frac{\theta}{\theta_0}}$, en la que θ_0 es la cantidad total de gas desorbida en monocapas que debe desorberse para que el coeficiente de electrodesorción se reduzca en un factor $1/e$. Este parámetro es igualmente una indicación de la magnitud del efecto de limpieza. Cuanto mayor sea, más lento el efecto de limpieza.

Sin embargo, a diferencia de la primera función, ésta depende únicamente del recubrimiento de la superficie, por lo que podemos decir que estará más ajustada a las pequeñas variaciones en las condiciones iniciales de la superficie. De hecho, los ajustes indican el mismo comportamiento con respecto al

fenómeno de limpieza que la primera función, salvo en el caso del Al, en el que se invierten el CH₄ y el CO₂.

4.4. Modelo de difusión

4.4.1. Descripción del modelo

El modelo de difusión aplicado a la desorción térmica de gases en el interior de metales, se describe en el trabajo de Malev [Malev, 72]. Posteriormente, Andritschky *et al* [Andritschky, 88] aplicaron dicho modelo para explicar la desorción inducida por electrones o fotones de H₂. Si bien hay más gases desorbidos, el H₂ es el único al que se pudo aplicar dicho modelo, por ser lo suficientemente ligero para difundirse desde el interior. Así mismo, el resto de gases puede reaccionar en la capa de óxido con más facilidad que el H₂, por lo que la difusión quedaría enmascarada [Schumann, 88].

Más recientemente, Dugan [Dugan, 93] ha aplicado dicho modelo para explicar la desorción inducida de H₂ por fotones en distintas superficies de cobre OFHC y cobre electrodepositado.

En esta última referencia puede encontrarse un análisis detallado de las ecuaciones que regulan este fenómeno, resolviendo la correspondiente ecuación. Nosotros nos limitaremos aquí a presentar el modelo, así como a discutir las soluciones de la ecuación.

El modelo describe el proceso de desorción inducida como una liberación de las moléculas que se encuentran en la superficie, ya sea por fotones (o los fotoelectrones generados) o por los electrones, seguida por una difusión de las moléculas del interior hacia la superficie. Esta difusión es más lenta que la desorción inducida, por lo que el rendimiento del proceso depende prácticamente sólo de la difusión.

Las hipótesis del modelo son las siguientes:

1. El flujo de fotones (o electrones) en el interior del material a una distancia x de la superficie, es de la forma:

$$\dot{\Gamma}(x) = \dot{\Gamma} e^{-\frac{x}{\lambda_T}} \quad (4.4)$$

donde $\dot{\Gamma}$ es el flujo de partículas en la superficie del material ($x = 0$) y λ_T es la profundidad característica de penetración de las partículas. Esta profundidad

es inversamente proporcional a la densidad del material y a la sección eficaz de absorción.

2. La sección eficaz de desorción inducida, $\sigma_D(E, M)$, depende de la energía y de la masa atómica del gas. La probabilidad de que una partícula desorbida a una distancia x de la superficie se escape del material es de la forma:

$$p(x) = e^{-\frac{x}{\lambda_M}} \quad (4.5)$$

donde λ_M es la profundidad de escape de la molécula.

3. El coeficiente de desorción inducida es el cociente entre el flujo molecular de gas desorbido y el flujo incidente de partículas:

$$\eta = \frac{F_M}{\dot{\Gamma}} \quad (4.6)$$

4. La concentración de moléculas de gas en el interior del material es $c(x, t)$. La concentración inicial de moléculas de gas es uniforme en todo el volumen del material, es decir,

$$c(x, 0) = c_0 \quad (4.7)$$

Con estas hipótesis, el flujo de moléculas desorbidas a una distancia x entre x y $x + dx$ será:

$$dF_M(x, t) = p(x) \dot{\Gamma}(x) c(x, t) \sigma_D(E, M) dx \quad (4.8)$$

Sustituyendo todas las expresiones en esta última ecuación e integrando con respecto a x , obtenemos:

$$F_M(t) = \sigma_D(E, M) \int_0^{\infty} \dot{\Gamma} c(x, t) e^{-\frac{x}{\lambda}} dx \quad (4.9)$$

donde λ viene dado por

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_M} + \frac{1}{\lambda_T} \quad (4.10)$$

Si asumimos que λ es pequeña comparada con la distancia sobre la que varía $c(x, t)$, entonces el flujo se puede escribir como:

$$F_M(t) = \kappa \dot{\Gamma} c(0, t) \quad (4.11)$$

donde κ se define como:

$$\kappa = \lambda \sigma_D(E, M) \quad (4.12)$$

La ecuación 4.11 es una condición de contorno para la superficie del metal que la ecuación de difusión debe cumplir. La ecuación de difusión (ley de Fick) es de la forma:

$$\Theta \frac{\partial^2 c(x, t)}{\partial x^2} = \frac{\partial c(x, t)}{\partial t} \quad (4.13)$$

donde Θ es el coeficiente de difusión.

La solución a esta ecuación aplicando las condiciones de contorno 4.7 y 4.11, se puede obtener con la ayuda de la transformada de Laplace. La solución es de la forma:

$$\eta(t) = \kappa c_0 e^{t/\tau} \operatorname{Erfc}\left(\sqrt{\frac{t}{\tau}}\right) \quad (4.14)$$

donde τ se define como:

$$\tau = \frac{\Theta}{(\kappa \dot{\Gamma})^2} \quad (4.15)$$

Si escribimos el coeficiente de desorción en función de la dosis integrada de fotones o electrones, Γ , que es proporcional al tiempo, obtenemos:

$$\eta(\chi) = 10^{p_1} e^{p_2^2 \chi} \operatorname{Erfc}(p_2 \sqrt{\chi}) \quad (4.16)$$

donde,

$$\chi = \frac{\Gamma}{\Gamma_0}; \quad p_1 = \log_{10}(\kappa c_0); \quad p_2 = \sqrt{\frac{\Gamma_0}{\tau \dot{\Gamma}}} \quad (4.17)$$

Γ es la dosis acumulada de fotones o electrones y Γ_0 es un factor de escala para definir el flujo integrado normalizado.

Esta función se comporta como $\chi^{-1/2}$ cuando χ es mayor que 1. Como hemos visto en los ajustes empíricos, con respecto a la dosis (sección 4.3), el exponente α del H_2 es mayor de 1/2, por lo que podemos decir que el modelo expuesto no se ajusta a los resultados experimentales. De hecho si se trata de ajustar los resultados experimentales con la ecuación 4.16, no se llega a un buen ajuste.

Por lo tanto es necesario revisar las hipótesis que hemos utilizado para llegar a la expresión final. En concreto, hemos supuesto una concentración inicial constante, c_0 . Esto ha sido refutado por las medidas de la concentración de H_2 en la superficie realizadas por Ruckman et al [Ruckman, 93].

Estos autores utilizan la técnica de Análisis de Reacción Nuclear (NRA) con iones de N^{15} acelerados entre 6.36 y 7.4 MeV. Los iones de nitrógeno reaccionan con el hidrógeno presente en la muestra emitiendo radiación gamma de una energía de 4.43 MeV. Esta reacción es resonante para una energía de los iones de 6.4 eV. Ajustando la energía de los iones incidentes es posible tener información de la concentración de hidrógeno en el interior del material.

Para muestras de cobre OFHC, estos autores encuentran concentraciones en la superficie de 2.6×10^{16} átomos cm^{-2} de hidrógeno en la superficie, lo que significa aproximadamente la mitad de las moléculas presentes en el material. La densidad de estas moléculas cae de forma exponencial con la distancia a la superficie del material, de modo que puede expresarse de la forma:

$$n(x) = c_0 e^{-\Lambda x} \quad (4.18)$$

donde n es la densidad de moléculas de hidrógeno en moléculas cm^{-3} , c_0 la concentración de moléculas por cm^3 en la superficie, $1/\Lambda$ es la longitud característica a la que se encuentran las moléculas de H_2 y x es la distancia a la superficie. Los valores medidos son $c_0 = 2.5 \times 10^{22}$ moléculas cm^{-3} y $1/\Lambda = 210 \text{ \AA}$.

Si utilizamos este modelo para la concentración de H_2 en la superficie, debemos sustituir la ecuación de contorno 4.7, por la expresión anterior. Resolviendo las ecuaciones de difusión para este caso [Dugan, 93], obtenemos la siguiente expresión:

$$\eta(\chi) = 10^{p_1} \frac{e^{p_2^2 \chi} \operatorname{Erfc}(p_2 \sqrt{\chi}) - p_3 e^{p_2^2 p_3^2 \chi} \operatorname{Erfc}(p_2 p_3 \sqrt{\chi})}{1 - p_3} \quad (4.19)$$

donde los parámetros p_1 y p_2 tienen la misma expresión que en el caso anterior y el parámetro p_3 tiene la forma:

$$p_3 = \Lambda \frac{\Theta}{\kappa \dot{\Gamma}} \quad (4.20)$$

Los parámetros característicos de la difusión vienen dados por las siguientes expresiones en función de los parámetros del ajuste:

$$\kappa = p_2 \sqrt{\frac{\Theta}{\Gamma_0 \dot{\Gamma}}}; \quad c_0 = \frac{10^{p_1}}{p_2} \sqrt{\frac{\Gamma_0 \dot{\Gamma}}{\Theta}}; \quad \Lambda = p_2 p_3 \sqrt{\frac{\dot{\Gamma}}{\Theta \Gamma_0}} \quad (4.21)$$

Sin embargo del ajuste sólo obtenemos tres parámetros y hay cuatro características de la difusión para determinar, es decir, κ , c_0 , Λ y el coeficiente de difusión, Θ . Por lo tanto es necesario fijar uno de antemano y calcular los tres restantes. Habitualmente esto se hace tomando como constante el coeficiente de difusión. En la tabla 4.VIII, se pueden ver las características de la difusión para los tres materiales estudiados, para temperatura ambiente y 200°C. Los coeficientes de difusión para el aluminio y el acero inoxidable se han tomado de Andritschky *et al* [Andritschky, 88] y para el cobre OFHC, de Dugan [Dugan, 93].

En esta tabla se han tomado los mismos coeficientes de difusión para temperatura ambiente que para 200°C, pero en realidad el coeficiente de difusión varía exponencialmente con la temperatura:

$$\Theta = \Theta_0 e^{-\frac{W}{k_B T}} \quad (4.22)$$

donde W es la energía de activación para la difusión, k_B es la constante de Boltzmann, Θ_0 es una constante y T es la temperatura. La energía de activación de la difusión es del orden de $1 \times 10^5 \text{ J mol}^{-1}$ ($\sim 1.0 \text{ eV}$ por molécula) para óxido de aluminio [Fowler, 77]. Por tanto, el coeficiente de difusión para 200°C debería ser un factor 3×10^5 mayor que el correspondiente a temperatura ambiente.

Tabla 4.VIII: Parámetros característicos de la difusión.

Material	Θ (cm ² s ⁻¹)	κ ($\times 10^{-25}$ cm ³)	c_0 ($\times 10^{23}$ cm ⁻³)	$1/\Lambda$ (Å)
Acero Inox (40°C)	8×10^{-19}	1.3 ± 0.6	4.2 ± 2.4	3.4 ± 2.0
Acero Inox (200°C)	8×10^{-19}	4.5 ± 0.8	10.6 ± 1.9	6.6 ± 2.6
Cobre OFHC (40°C)	1×10^{-19}	0.74 ± 0.30	1.9 ± 0.9	17 ± 12
Cobre OFHC (200°C)	1×10^{-19}	22.2 ± 9.3	2.7 ± 1.5	9.0 ± 4.7
Aluminio (40°C)	1.5×10^{-18}	124 ± 56	0.48 ± 0.29	36 ± 21
Aluminio (200°C)	1.5×10^{-18}	0.39 ± 0.07	1.4 ± 0.2	14.2 ± 5.5

Para estimar si en nuestro ajuste existe realmente esta diferencia, podemos acudir a los datos experimentales de la concentración del H₂ en la superficie. Esta concentración no debería depender de la temperatura, ya que ambas muestras han sido tratadas de la misma forma. Comparando con los datos para el cobre OFHC a temperatura ambiente, nuestros datos del ajuste indican un c_0 de aproximadamente 2×10^{23} moléculas cm⁻³, que es un orden de magnitud mayor que el obtenido experimentalmente por Ruckman *et al.* Por otro lado, la longitud característica en la que se distribuye el hidrógeno es igualmente un orden de magnitud menor, lo que indica una mayor concentración de hidrógeno en la superficie. Hay que decir que las muestras medidas por estos autores no fueron horneadas, mientras que las muestras medidas en este trabajo fueron horneadas a 150°C durante 24 horas lo que puede haber reducido la concentración de H₂ en la superficie.

Para poder comparar ambos resultados, podemos tomar la concentración de hidrógeno en la superficie, que se calcula como la concentración c_0 por la longitud característica $1/\Lambda$. Esta cantidad depende únicamente del material de que se trate y del tratamiento recibido. En la tabla 4.IX se representa este producto para todos los materiales estudiados. Además esta cantidad es directamente al coeficiente de difusión, por lo que si hubiera diferencia entre las medidas a altas y a temperatura ambiente, ésta vendría de la diferencia en el coeficiente de difusión.

Tabla 4.IX: Concentración en la superficie en moléculas cm^{-2} para todos los materiales estudiados

Material	c_0/L (moléculas cm^{-2})	c_0/L (ML)	Número Total de ML desorbidas
Acero Inoxidable (40°C)	1.4×10^{16}	7	35
Acero Inoxidable (200°C)	7.0×10^{16}	35	25
Cobre OFHC (40°C)	3.2×10^{16}	16	8
Cobre OFHC (200°C)	2.4×10^{16}	12	5
Aluminio (40°C)	1.7×10^{16}	9	3
Aluminio (200°C)	2×10^{16}	10	6

Como se puede apreciar estos valores son del mismo orden de magnitud que los obtenidos por Ruckman *et al*, que eran de 2.5×10^{16} moléculas cm^{-2} . Si asumimos que una monocapa está formada por 2×10^{15} moléculas de hidrógeno, obtenemos los valores de la columna de la derecha.

Los valores obtenidos experimentalmente son comparables a los obtenidos en el ajuste dentro del margen de error.

En todo caso, de la comparación de estas cantidades vemos que el coeficiente de difusión no ha variado sustancialmente entre la medida a temperatura ambiente y la medida a 200°C, en todo caso, no de la manera que habíamos supuesto si éste dependiera de la temperatura de una forma exponencial. Esto puede ser confirmado viendo la pequeña dependencia que el coeficiente de fotodesorción tiene entre las medidas a temperatura ambiente y las medidas a 4.2 K. El proceso de difusión depende, pues de los electrones incidentes y no de la temperatura de la muestra.

4.4.2. Comparación entre los coeficientes de fotodesorción y de electrodesorción

En la figura 4.20 se presenta la comparación entre los coeficientes iniciales de fotodesorción y electrodesorción para los materiales estudiados. La energía crítica de la radiación de sincrotrón es de 63.5 eV y la energía de los electrones

300 eV. Como se puede apreciar, los electrones de dicha energía son más eficaces en el proceso de desorción estimulada que la radiación de sincrotrón.

Sin embargo, como ya se analizó en el capítulo 3 existe una relación lineal entre el aumento de presión y la corriente medida de fotoelectrones. Podríamos, por tanto, comparar el coeficiente de desorción inducida por fotoelectrones con el coeficiente debido a electrones.

Para ello es necesario hacer una hipótesis sobre la longitud del tubo del que proceden los fotoelectrones recogidos, ya que la corriente de fotoelectrones depende del potencial aplicado al hilo situado en el centro del tubo. Suponiendo que la variación de la corriente de fotoelectrones con el potencial aplicado, procede de un aumento en la longitud en la que se recogen fotoelectrones [Gröbner, 89] podemos asumir que éstos son recogidos en una longitud efectiva, ℓ_{eff} . Esta longitud efectiva a potenciales de 1 kV debe ser mayor que la longitud del tubo. Supondremos que el hilo recoge electrones en toda su longitud, y aproximadamente 1/3 de su longitud por cada extremo. Teniendo en cuenta que el hilo mide 20 cm, podremos tomar un valor de unos 34 cm. El número absoluto de fotoelectrones por segundo y por unidad de longitud se puede expresar como:

$$N_{\text{fotoelec}} = \frac{I_{pe} \text{ (A)}}{1.6 \times 10^{-19} \ell_{\text{eff}}} \quad (4.23)$$

Para calcular el número de fotoelectrones por fotón incidente hay que dividir esta cantidad por el número de fotones incidentes por unidad de tiempo y por unidad de longitud:

$$N_{\text{fotones}} = 1.0 \times 10^{15} \frac{I_B \text{ (mA)} E_B \text{ (GeV)}}{L} \quad (4.24)$$

donde L es la longitud de la cámara irradiada por la radiación de sincrotrón, en nuestro caso, 3.4 m, I_B es la intensidad del haz en mA y E_B es la energía del haz en GeV. Dividiendo estas cantidades, obtendríamos el número de fotoelectrones por fotón, Y_{pe} :

$$Y_{pe} = \frac{N_{\text{fotoelectrones}}}{N_{\text{fotones}}} = 6.25 \times 10^{-2} \frac{I_{pe} \text{ (\mu A)}}{I_B \text{ (mA)} E_B \text{ (GeV)}} \quad (4.25)$$

Esta cantidad es, lógicamente, proporcional a la corriente específica de fotoelectrones.

Utilizando esta relación, el coeficiente de desorción inducida por fotoelectrones, $\eta_{\gamma e}$, sería:

$$\eta_{\gamma e} = \frac{\eta_{\gamma}}{Y_{pe}} \quad (4.26)$$

Si calculamos los valores que se obtienen para los diferentes materiales a 63.5 eV de energía crítica, obtenemos los valores que se muestran en la tabla 4.X.

Tabla 4.X: Número de fotoelectrones emitidos por fotón para radiación de sincrotrón de 63.5 eV.

Material	Y_{pe} (fotoelectrones/fotón)
Acero Inoxidable	3.9×10^{-2}
Cobre OFHC	-
Cobre Electrodepositado	2.4×10^{-2}
Aluminio sin hornear	6.7×10^{-2}
Aluminio horneado	6.7×10^{-2}

Utilizando estos coeficientes, podemos calcular los coeficientes de desorción por fotoelectrón para los distintos materiales y gases estudiados. Como la corriente de fotoelectrones no se pudo medir en el caso del cobre OFHC, compararemos los resultados con los del cobre electrodepositado. En la figura 3.21 se puede ver la comparación entre los coeficientes de desorción inducida por electrones y por fotoelectrones, aplicando los coeficientes obtenidos anteriormente. En la figura se puede apreciar que los coeficientes de desorción inducida por fotoelectrones a 63.5 eV de energía crítica son menores que los coeficientes de electrodesorción para todos los materiales estudiados para una energía de electrones de 300 eV. Por lo tanto podemos afirmar que los fotoelectrones producidos tienen una energía menor de 300 eV.

Indice de Figuras

Figura 4.1: Esquema del sistema experimental utilizado para la medida de los coeficientes de desorción inducida por electrones.

Figura 4.2: Coeficientes de desorción inducida por electrones para una muestra de acero inoxidable 316 L+N expuesta a electrones de 300 eV. En el eje x se representa el número de la medida. La dosis acumulada al final del experimento fue de $7.7 \times 10^{15} \text{ e}^- \text{ cm}^{-2}$.

Figura 4.3: Coeficientes de desorción inducida por electrones para una muestra de acero inoxidable 316 L+N (muestra nº 1) expuesta a electrones de 300 eV. En el eje x se representa el número de la medida. La dosis acumulada al final del experimento fue de $1.2 \times 10^{17} \text{ e}^- \text{ cm}^{-2}$.

Figura 4.4: Coeficientes de desorción inducida por electrones para una muestra de acero inoxidable 316 L+N (muestra nº 2) expuesta a electrones de 300 eV. En el eje x se representa el número de la medida. La dosis acumulada al final del experimento fue de $7.7 \times 10^{16} \text{ e}^- \text{ cm}^{-2}$.

Figura 4.5: Reanálisis de los coeficientes de electrodesorción a 210°C, utilizando los espectros de base a 210°C y a temperatura ambiente, respectivamente.

Figura 4.6: Coeficientes de electrodesorción para una muestra de cobre OFHC (muestra nº 1) expuesta a electrones de 300 eV de energía. En el eje x , se representa el número de la medida. La dosis total acumulada fue de $3.1 \times 10^{17} \text{ e}^- \text{ cm}^{-2}$.

Figura 4.7: Coeficientes de desorción inducida por electrones para una muestra de aluminio expuesta a electrones de 300 eV. En el eje x se representa el número de la medida. La dosis acumulada al final del experimento fue de $6.0 \times 10^{16} \text{ e}^- \text{ cm}^{-2}$.

Figura 4.8: Dependencia del coeficiente de electrodesorción con la dosis para una muestra de acero inoxidable a temperatura ambiente (muestra nº 1; 36 °C).

Figura 4.9: Dependencia del coeficiente de electrodesorción con la dosis para una muestra de acero inoxidable a 200°C (muestra nº 2; 200°C).

Figura 4.10: Coeficientes de desorción inducida por electrones en función del número de monocapas (ML) ($1 \text{ ML} = 2 \times 10^{15} \text{ mol cm}^{-2}$) para una muestra de acero inoxidable 316 L+N a temperatura ambiente (muestra nº 1).

Figura 4.11: Coeficientes de desorción inducida por electrones en función del número de monocapas (ML) ($1 \text{ ML} = 2 \times 10^{15} \text{ mol cm}^{-2}$) para una muestra de acero inoxidable 316 L+N a 200°C (muestra nº 2).

Figura 4.12: Dependencia de los coeficientes de desorción inducida por electrones en función de la dosis acumulada de electrones para una muestra de Cobre OFHC a temperatura ambiente (muestra nº 1).

Figura 4.13: Dependencia de los coeficientes de desorción inducida por electrones en función de la dosis acumulada de electrones para una muestra de Cobre OFHC a 200°C (muestra nº 2).

Figura 4.14: Coeficientes de desorción inducida por electrones en función del número de monocapas (ML) ($1 \text{ ML} = 2 \times 10^{15} \text{ mol cm}^{-2}$) para una muestra de cobre OFHC a temperatura ambiente (muestra nº 1).

Figura 4.15: Coeficientes de desorción inducida por electrones en función del número de monocapas (ML) ($1 \text{ ML} = 2 \times 10^{15} \text{ mol cm}^{-2}$) para una muestra de cobre OFHC a 200°C (muestra nº 2).

Figura 4.16: Dependencia de los coeficientes de desorción inducida por electrones en función de la dosis acumulada de electrones para una muestra de Aluminio a temperatura ambiente (muestra nº 1).

Figura 4.17: Dependencia de los coeficientes de desorción inducida por electrones en función de la dosis acumulada de electrones para una muestra de Aluminio a 200°C (muestra nº 2).

Figura 4.18: Coeficientes de desorción inducida por electrones en función del número de monocapas (ML) ($1 \text{ ML} = 2 \times 10^{15} \text{ mol cm}^{-2}$) para una muestra de aluminio a temperatura ambiente (muestra nº 1).

Figura 4.19: Coeficientes de desorción inducida por electrones en función del número de monocapas (ML) ($1 \text{ ML} = 2 \times 10^{15} \text{ mol cm}^{-2}$) para una muestra de aluminio a 200°C (muestra nº 2).

Figura 4.20: Comparación entre los coeficientes de fotodesorción a 63.5 eV y de electrodesorción por electrones de 300 eV para acero inoxidable, cobre OFHC y aluminio.

Figura 4.21: Comparación entre los coeficientes de fotodesorción por fotoelectrones a 63.5 eV y de desorción por electrones de 300 eV para acero inoxidable, cobre OFHC y aluminio.

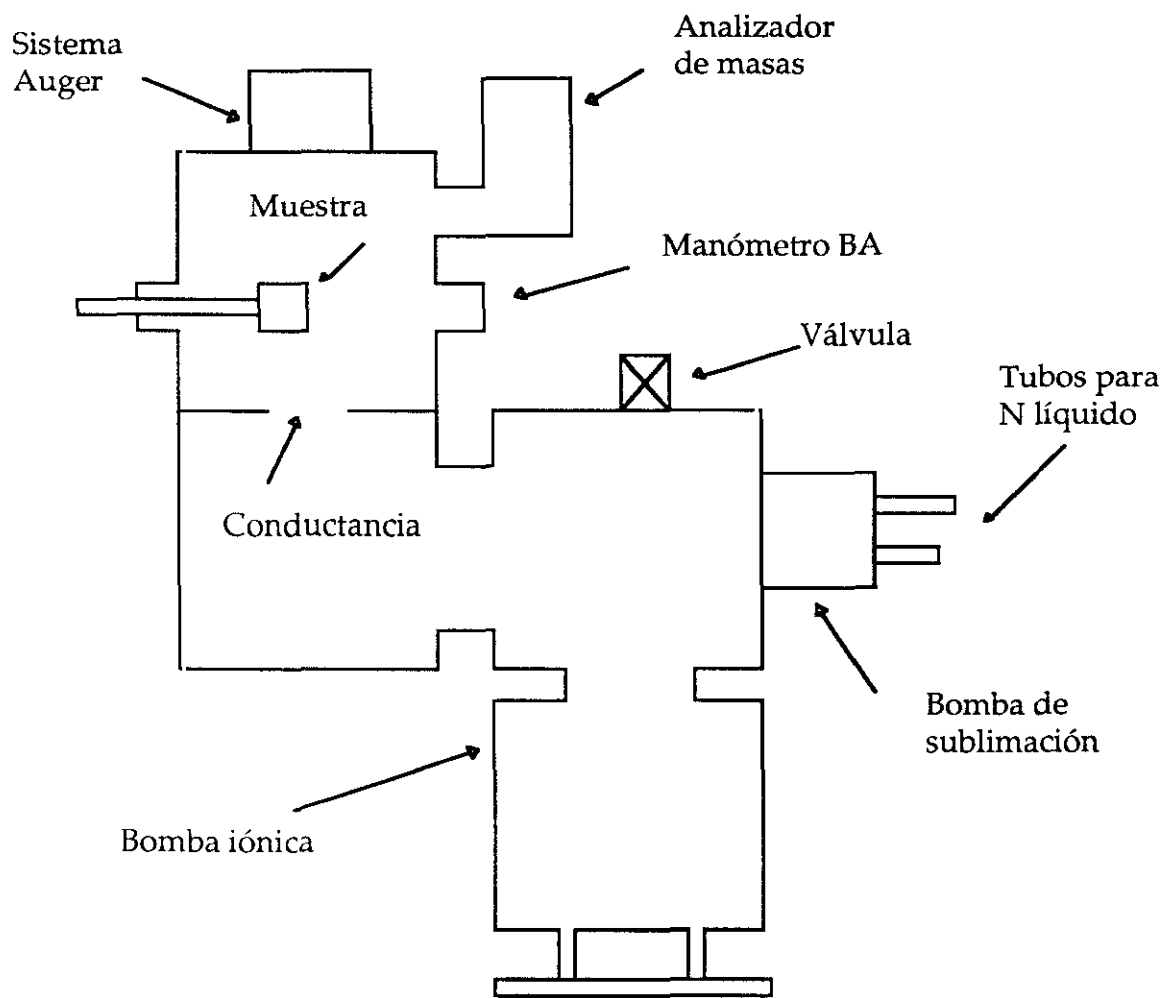


Figura 4.1

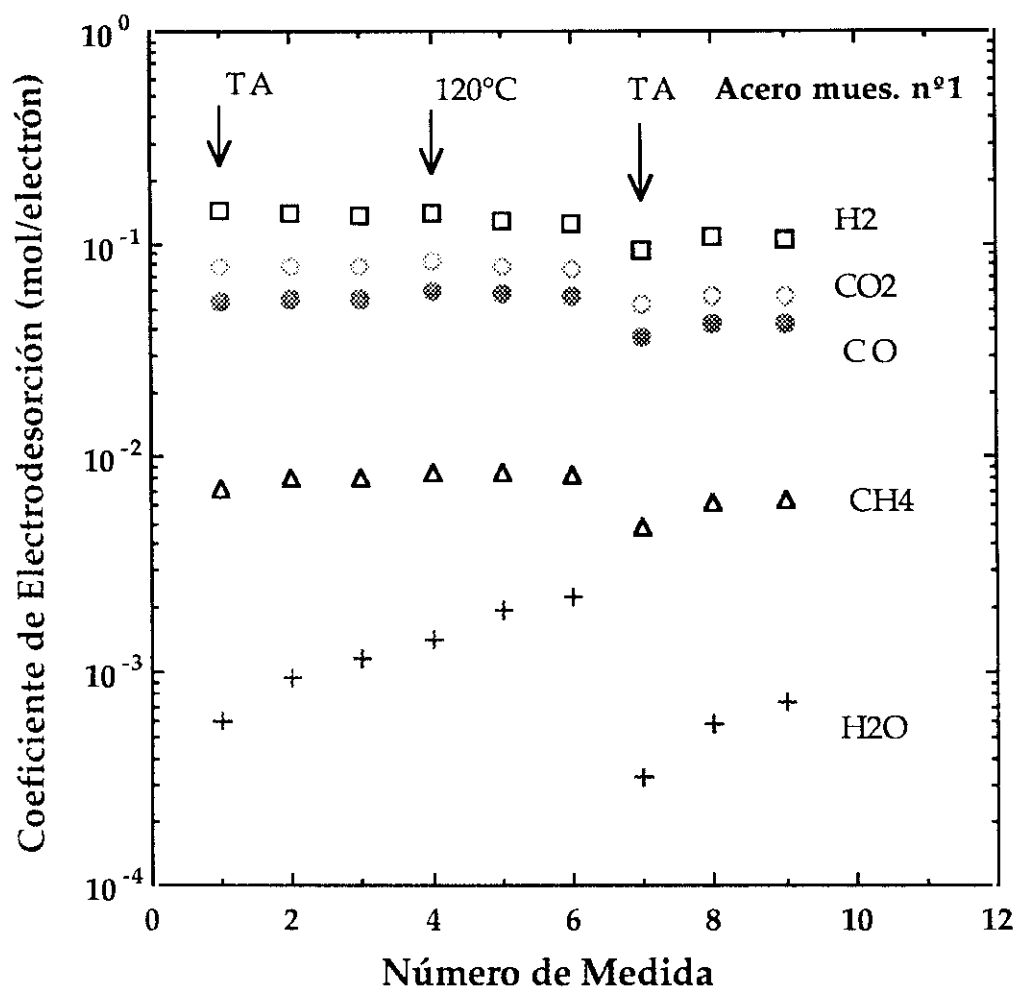


Figura 4.2

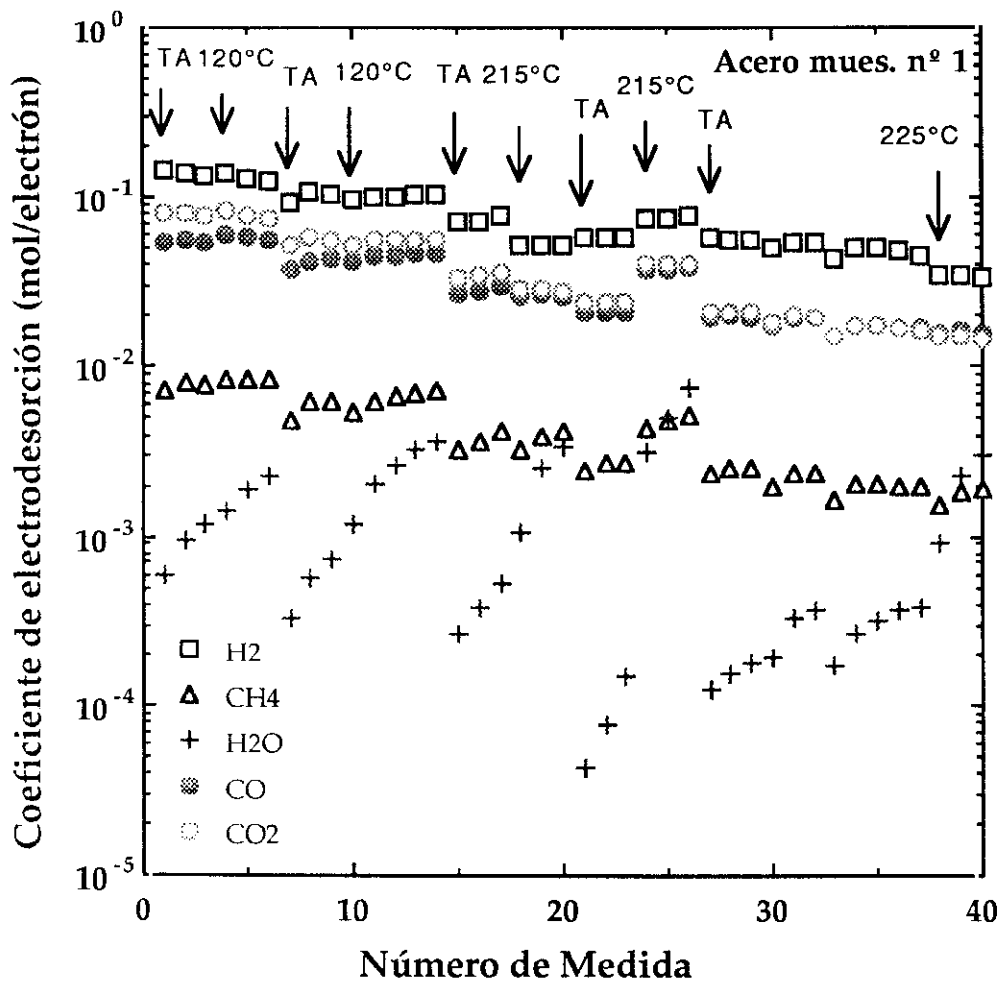


Figura 4.3

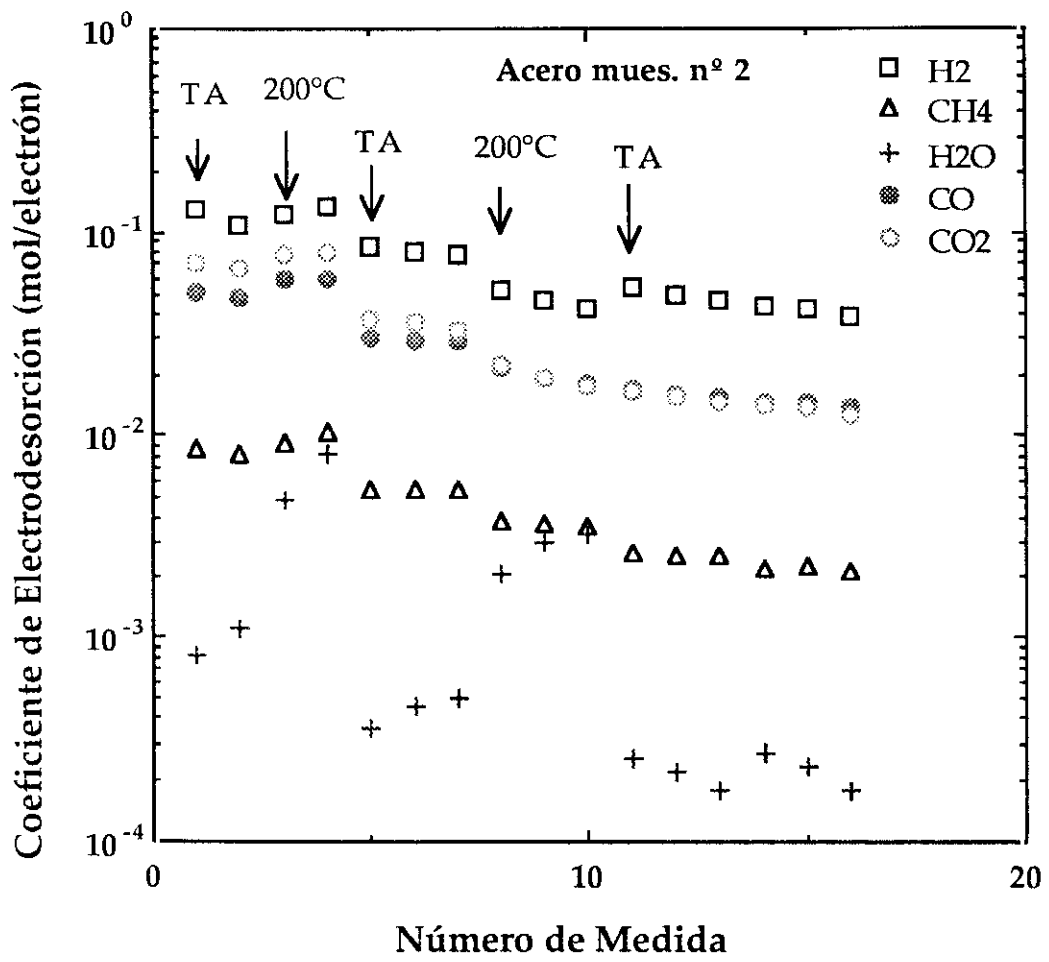


Figura 4.4

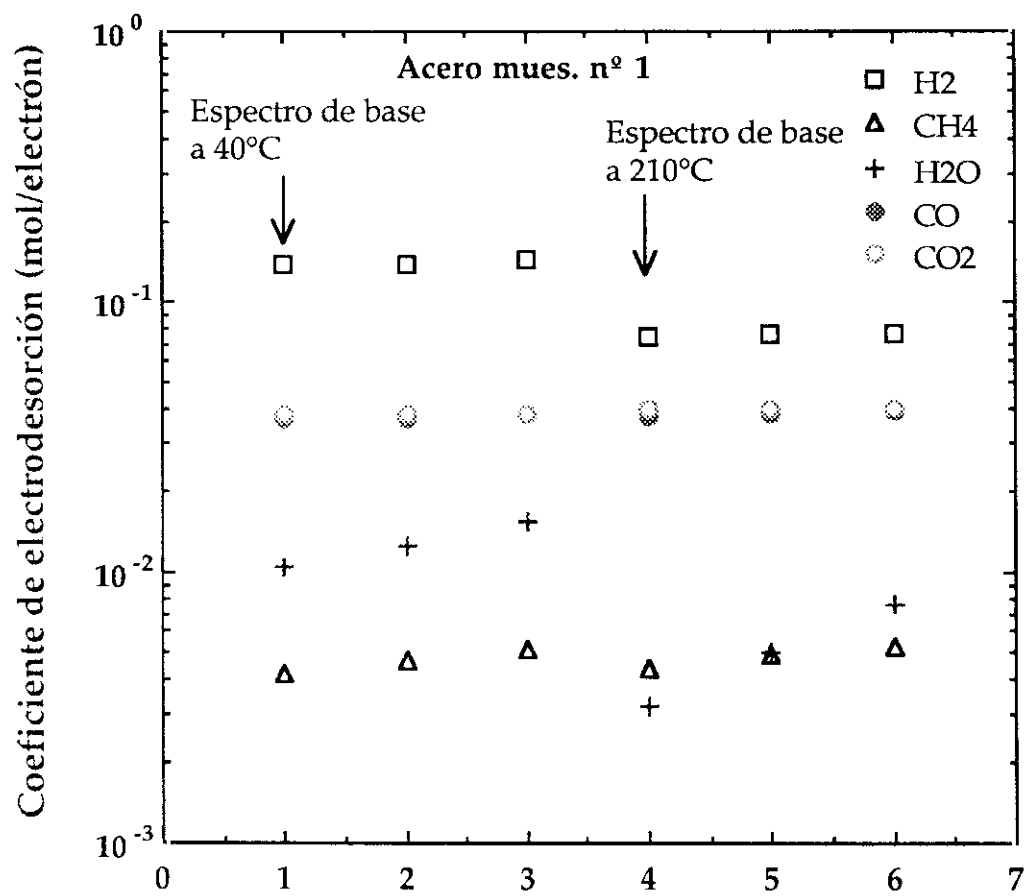


Figura 4.5

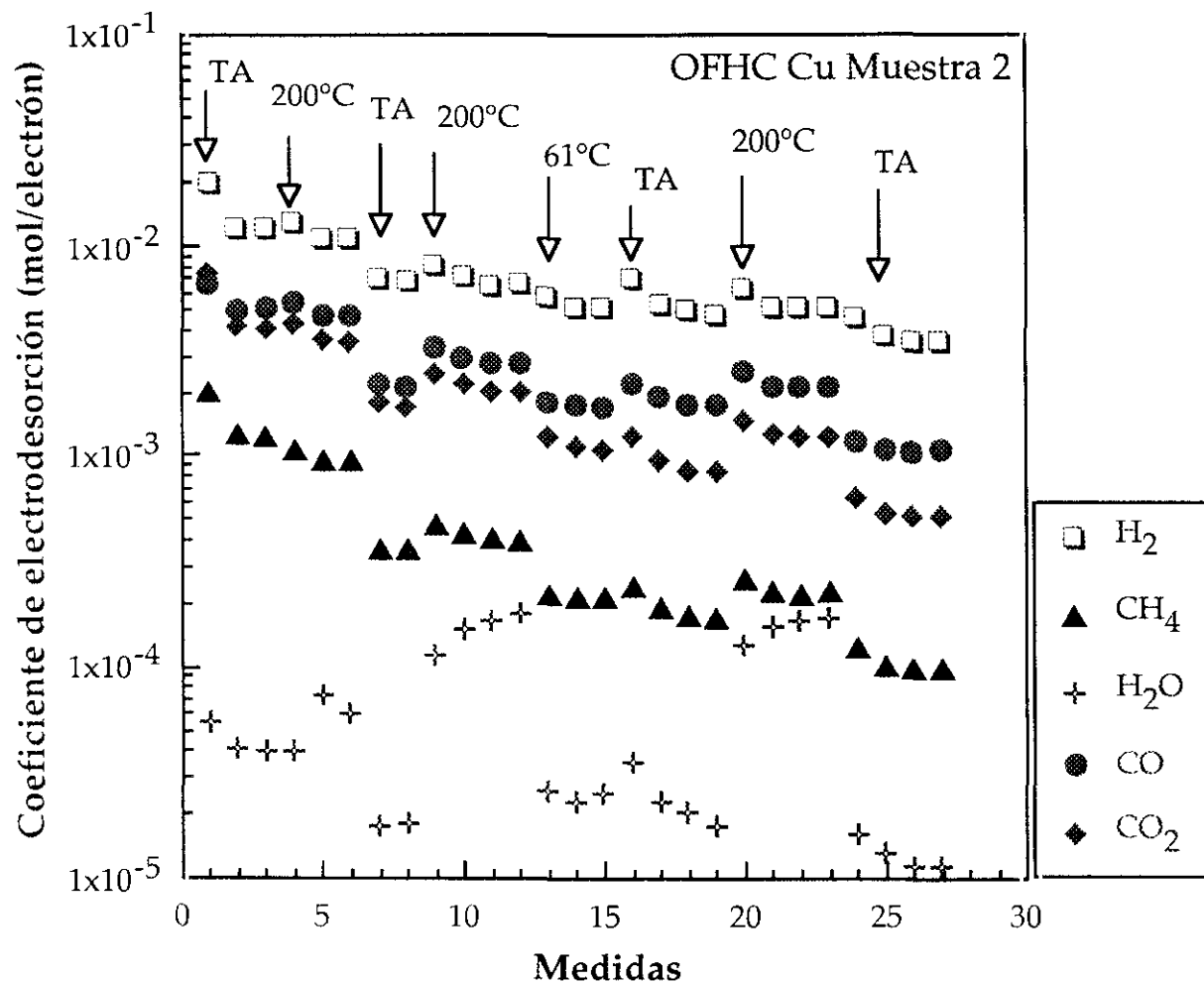


Figura 4.6

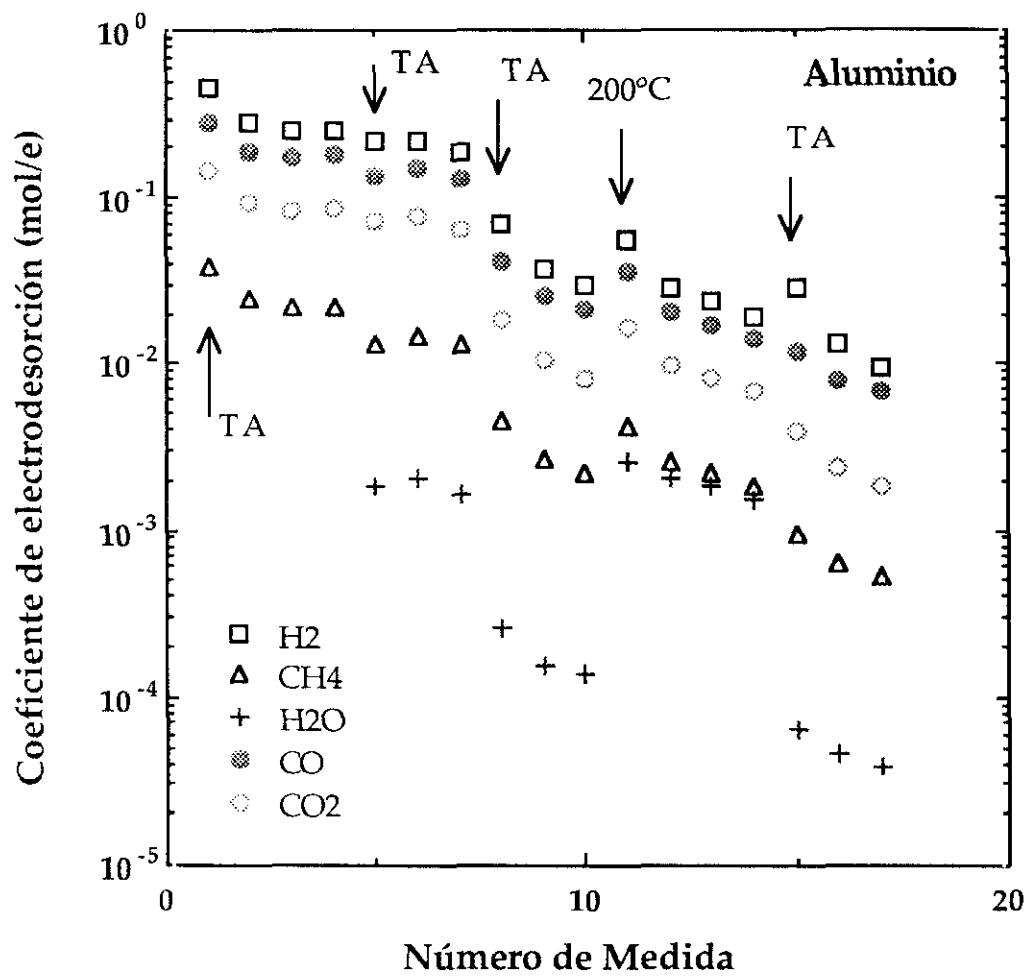


Figura 4.7

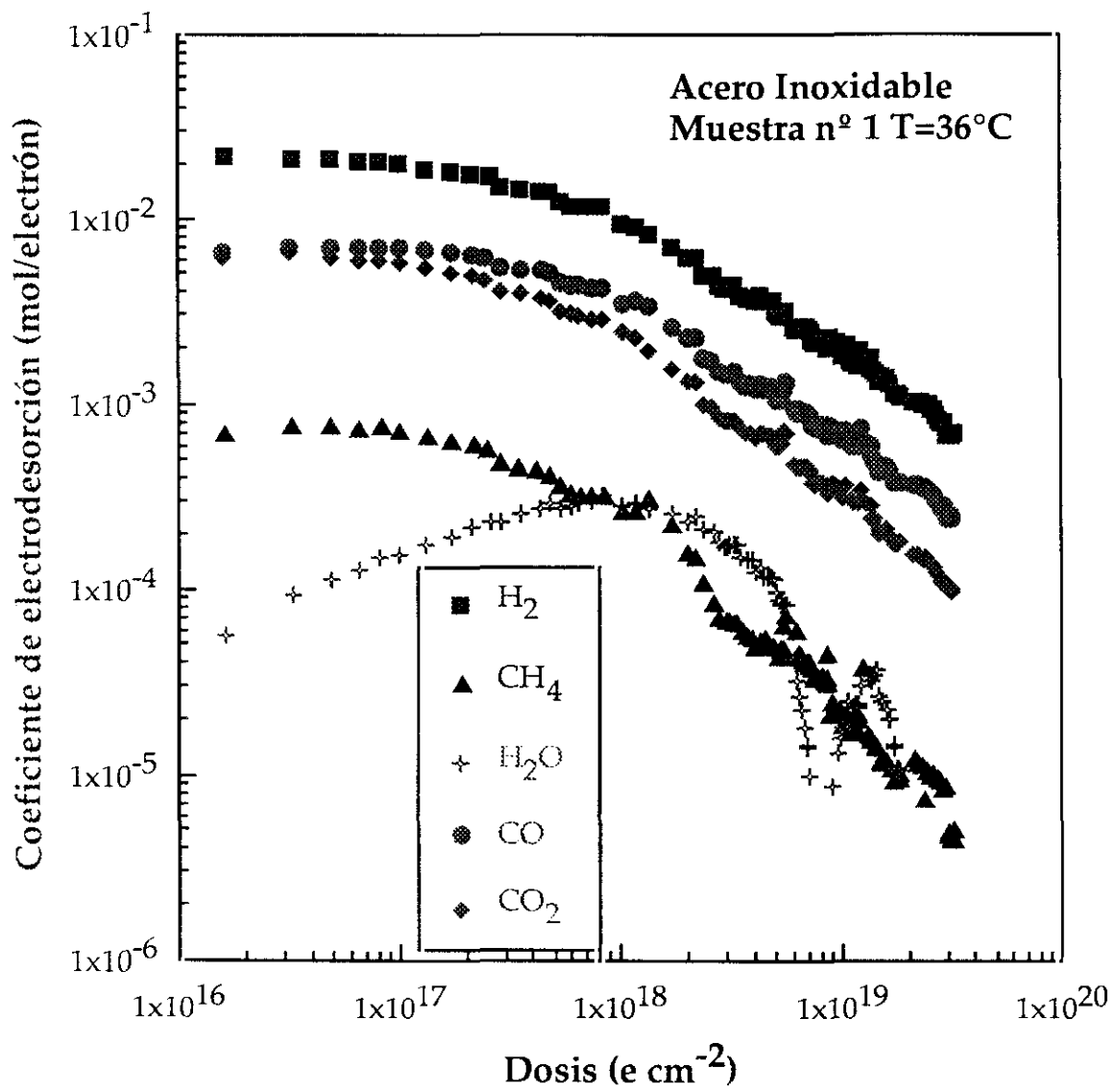


Figura 4.8

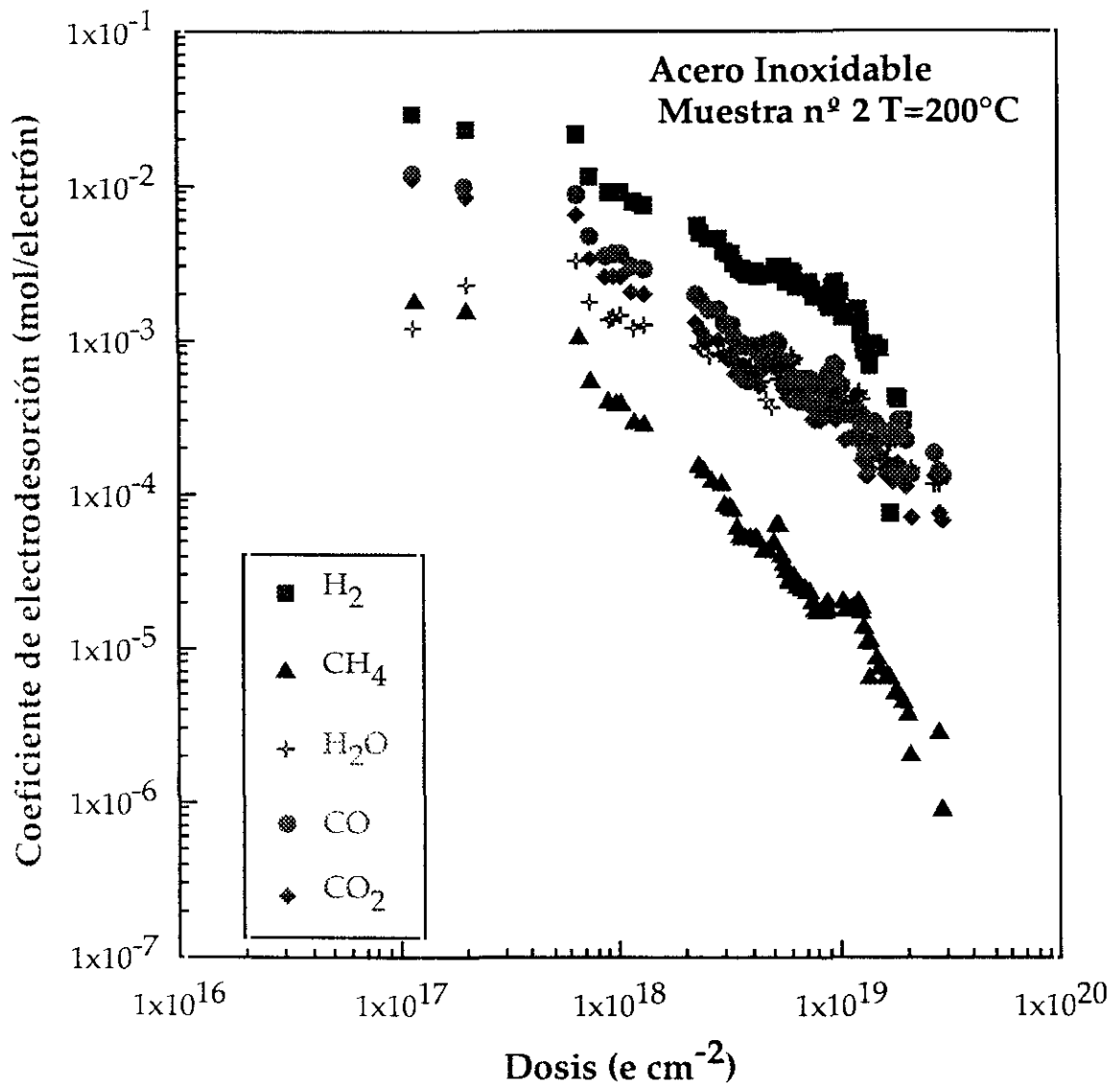


Figura 4.9

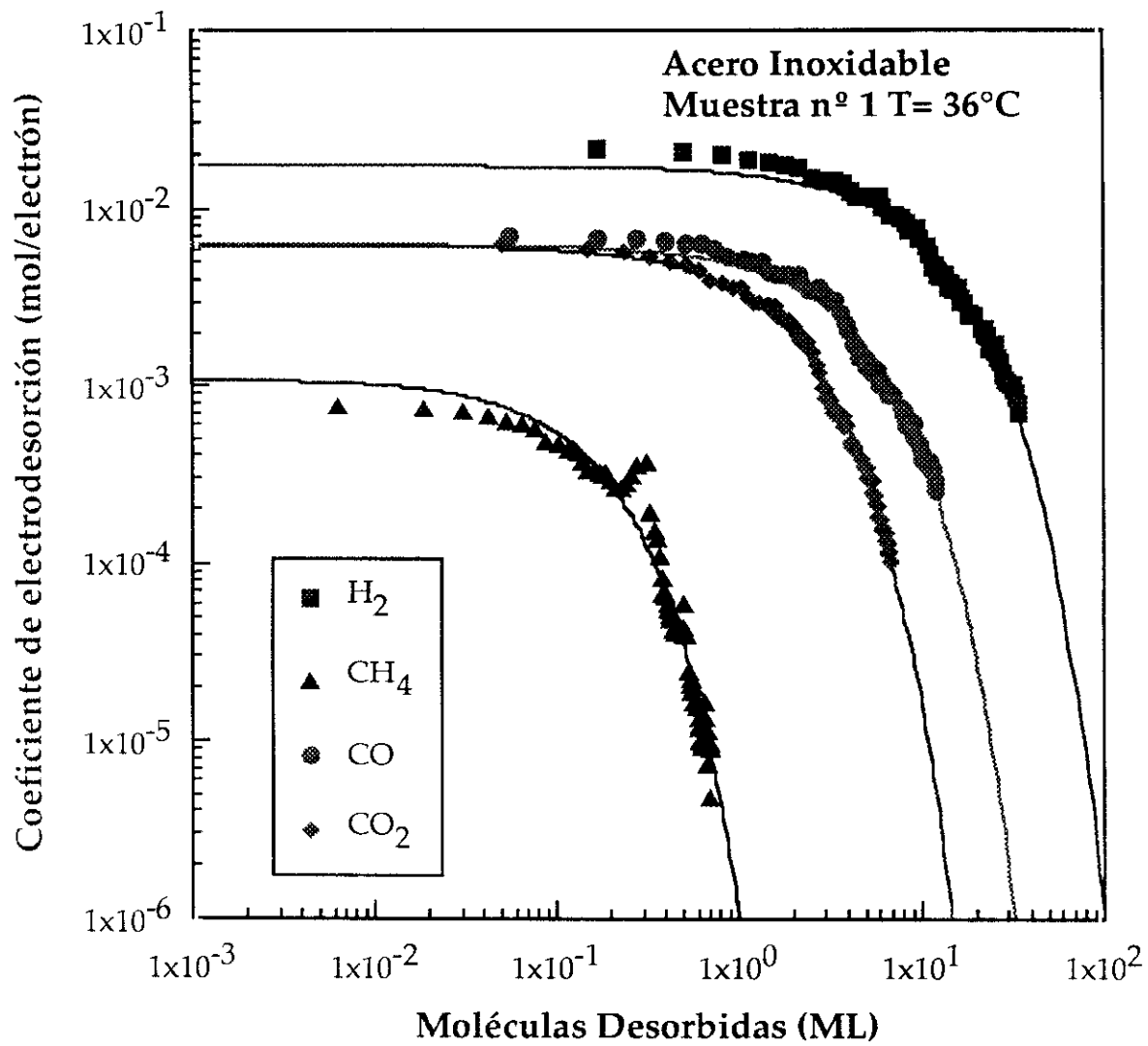


Figura 4.10

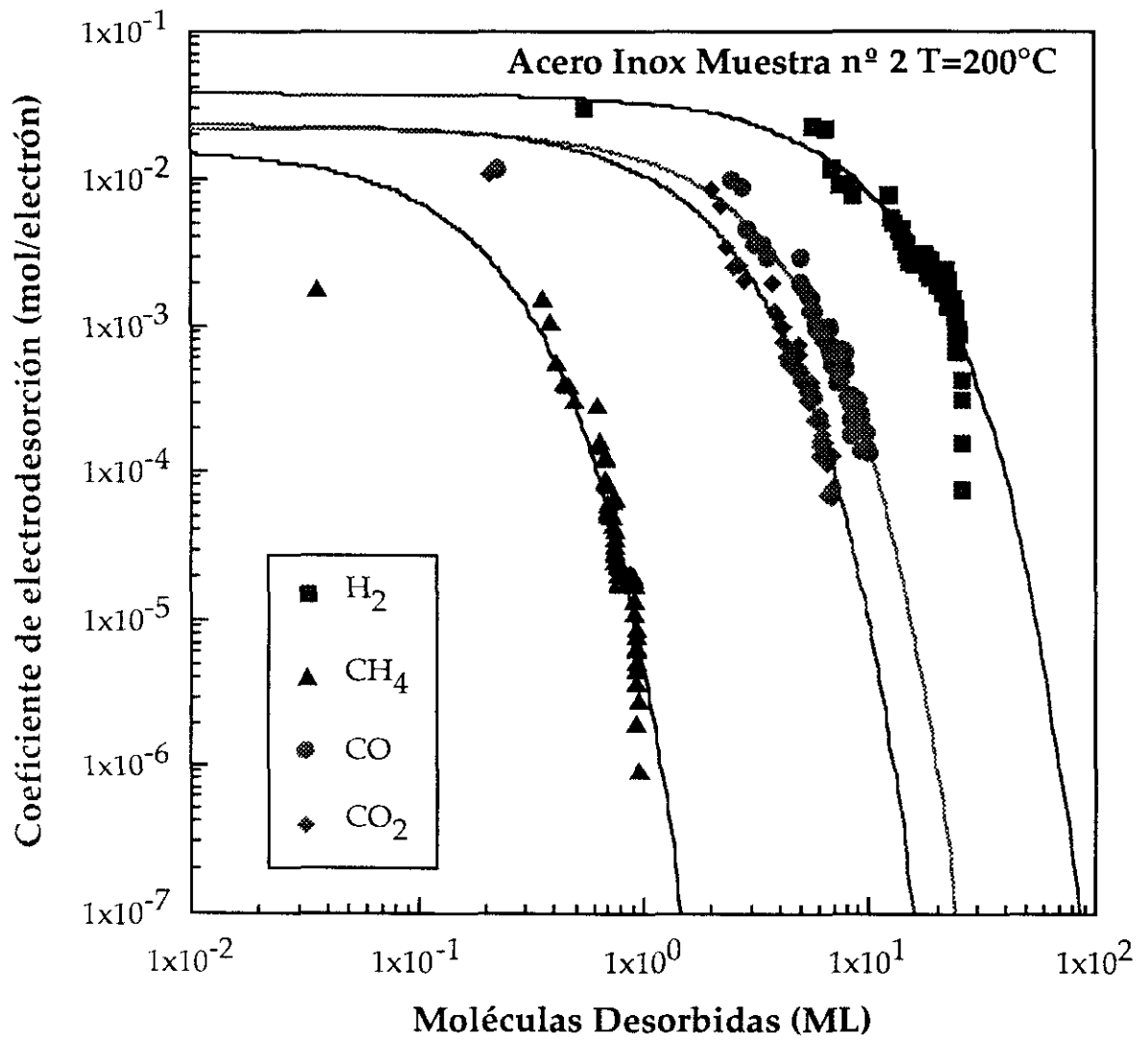


Figura 4.11

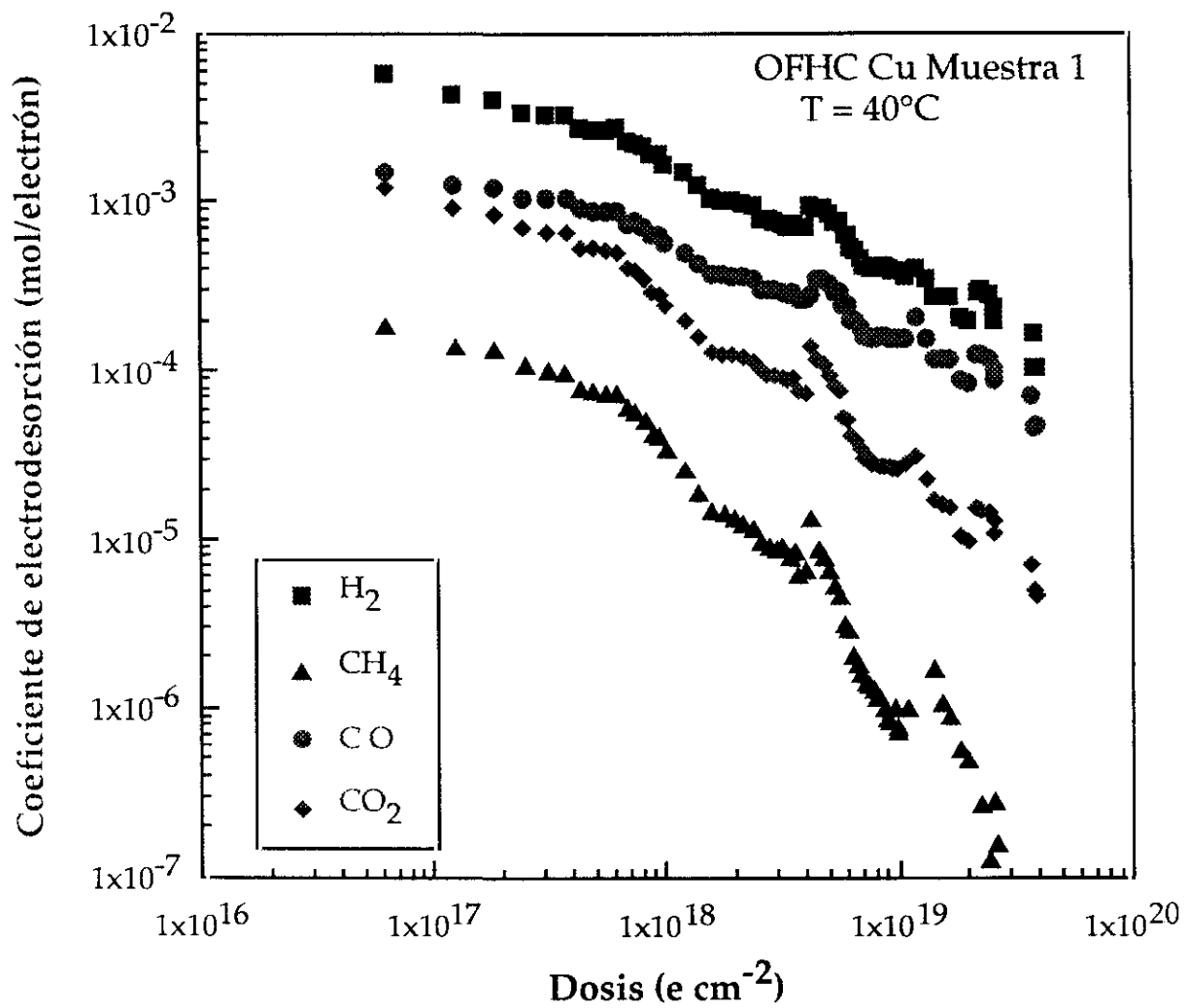


Figura 4.12

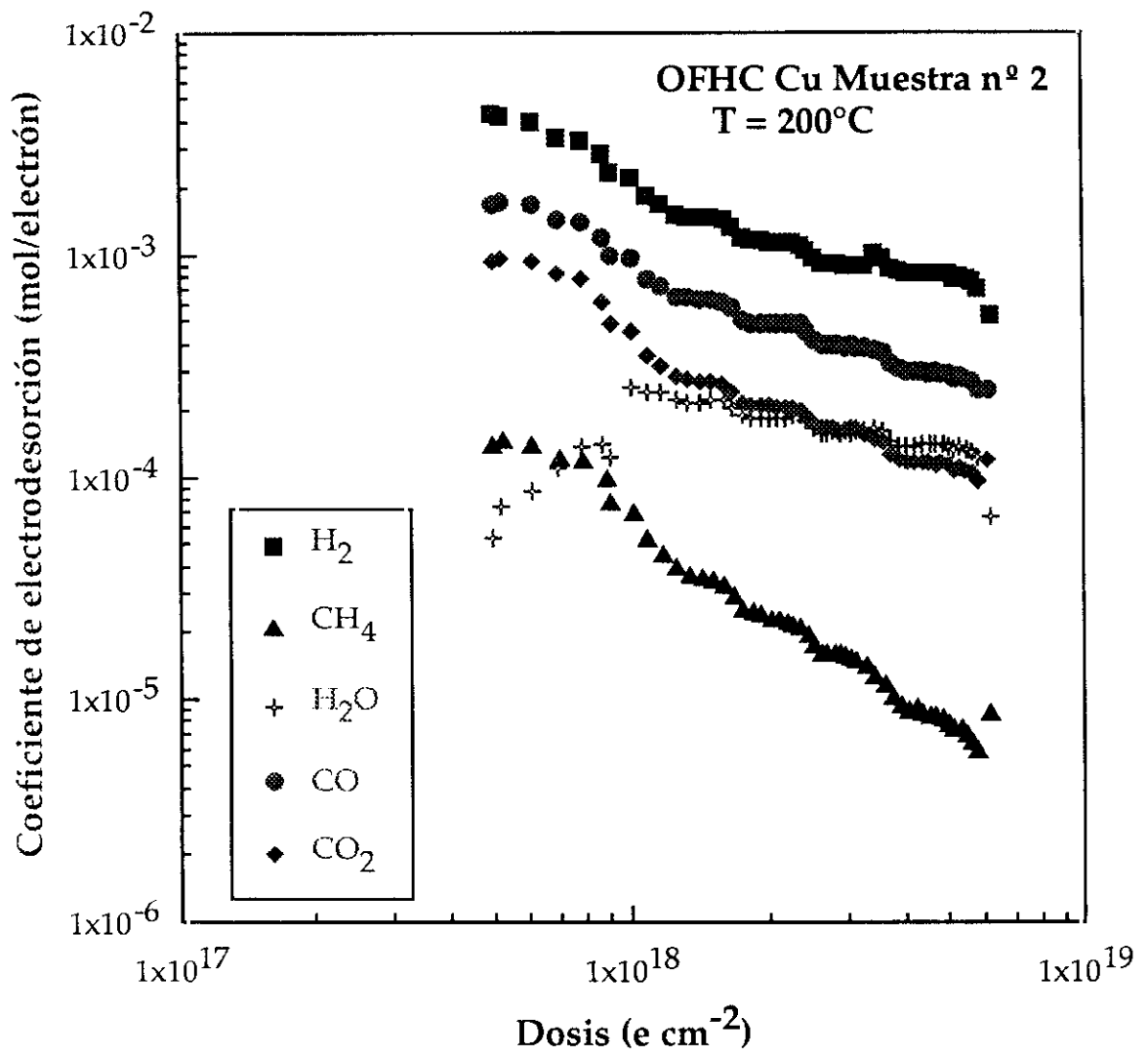


Figura 4.13

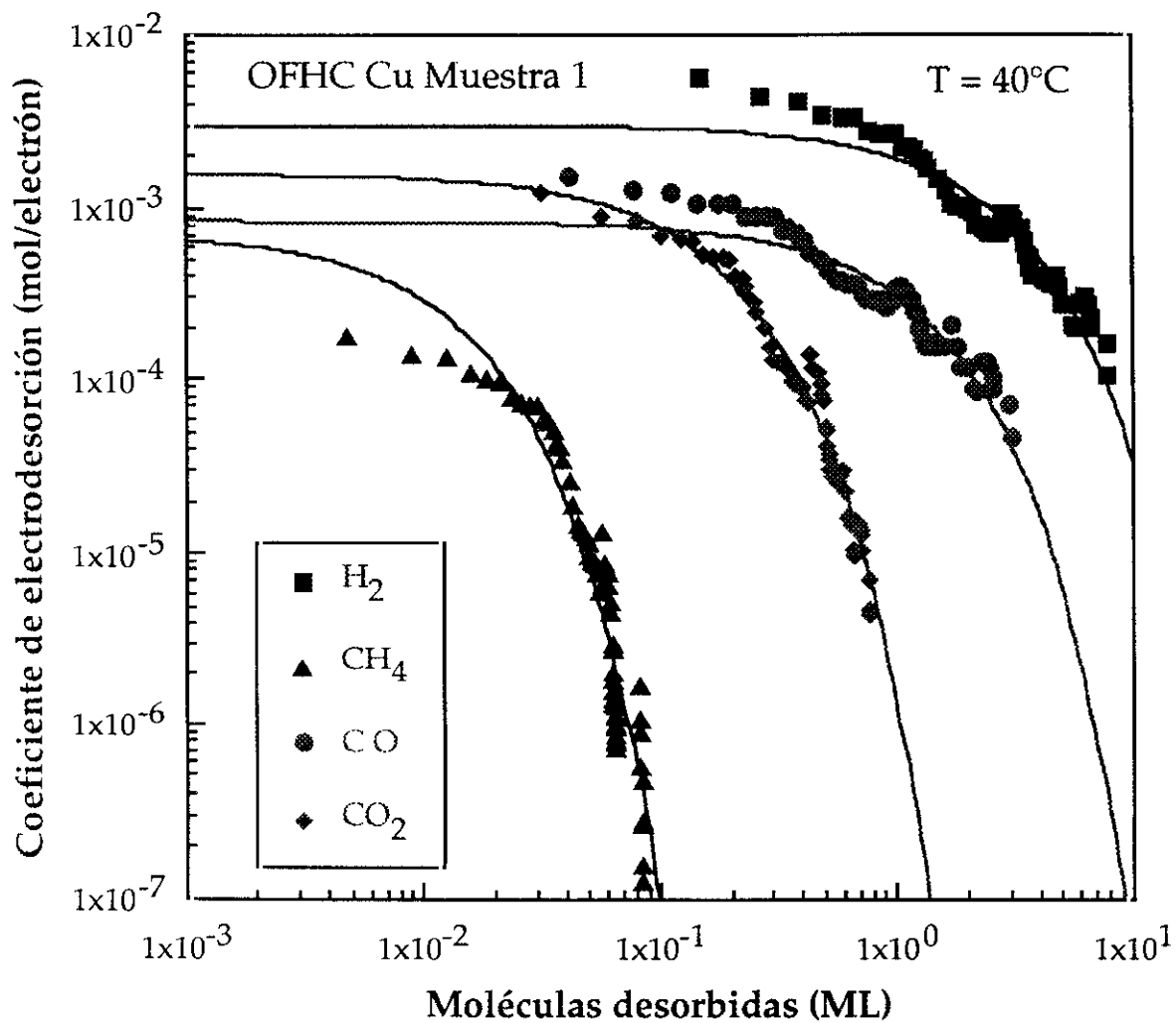


Figura 4.14

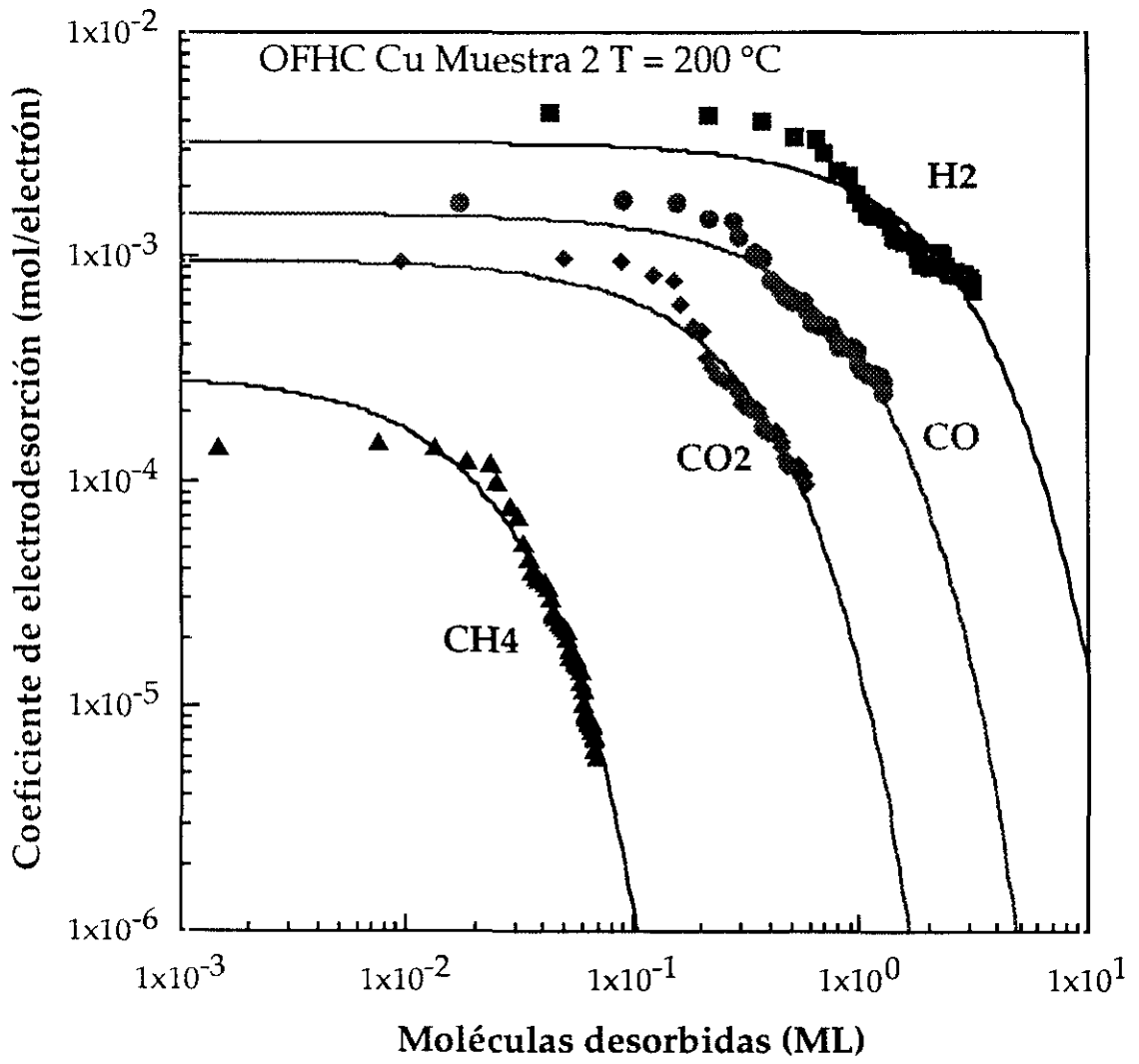


Figura 4.15

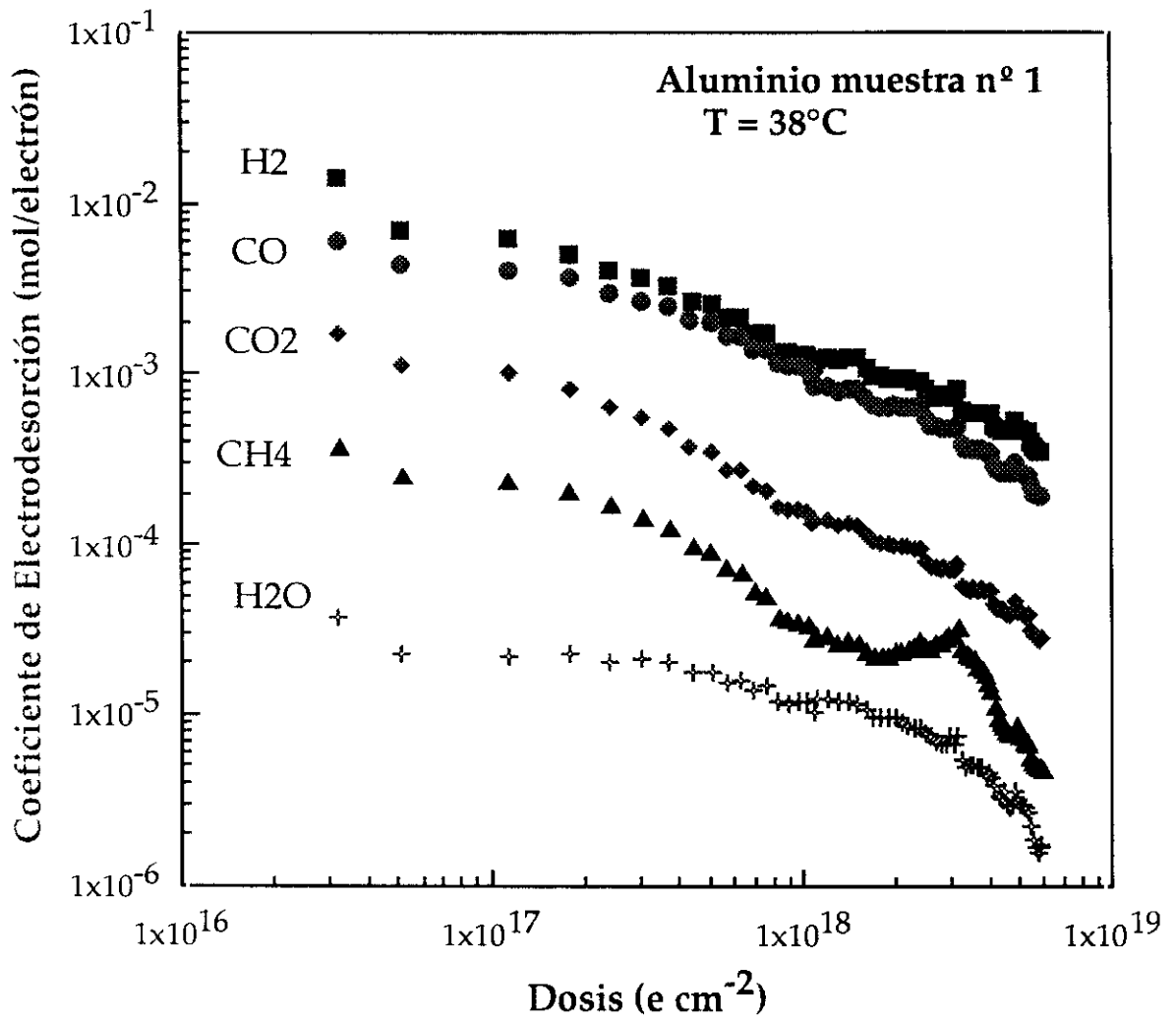


Figura 4.16

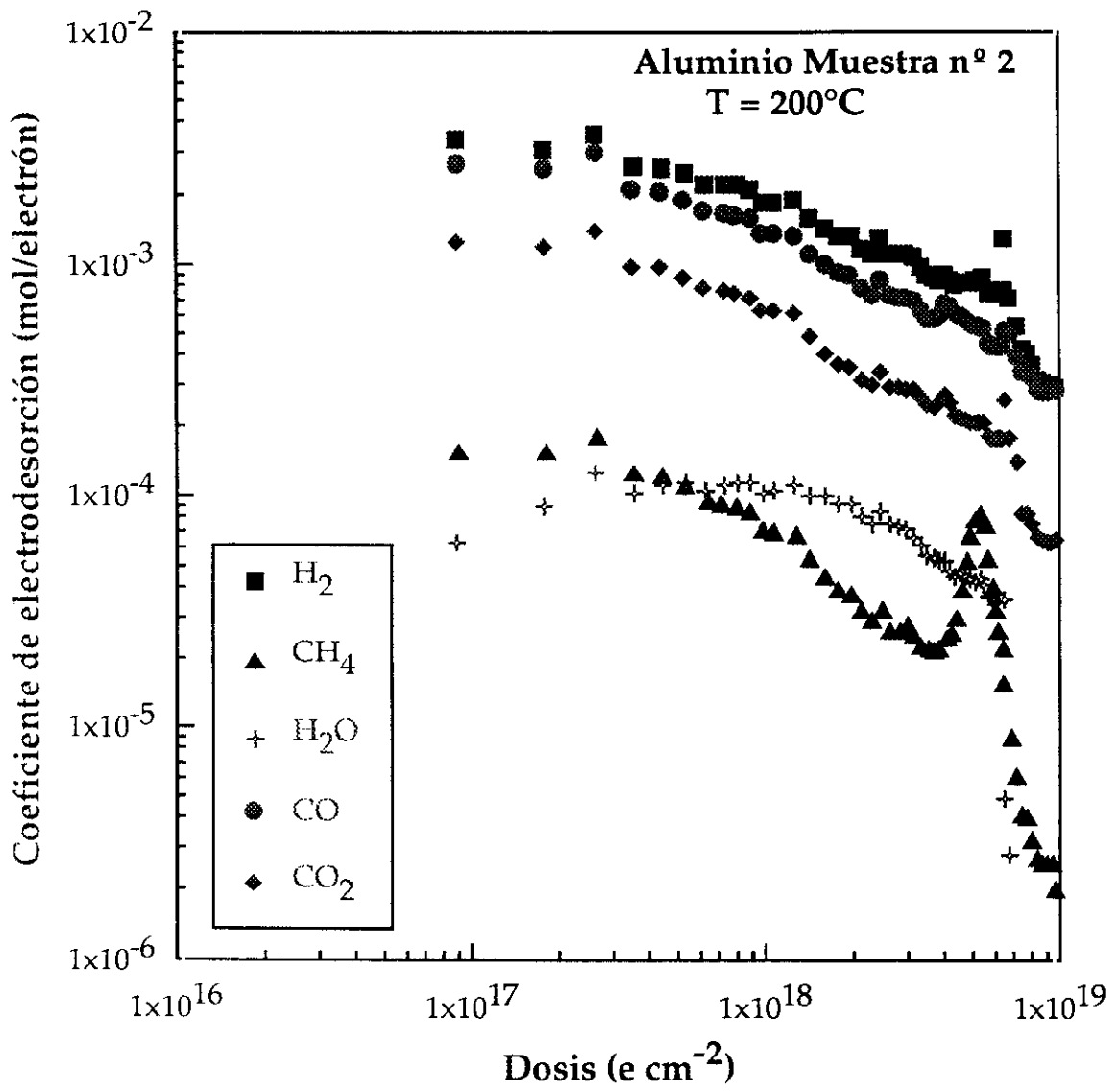


Figura 4.17

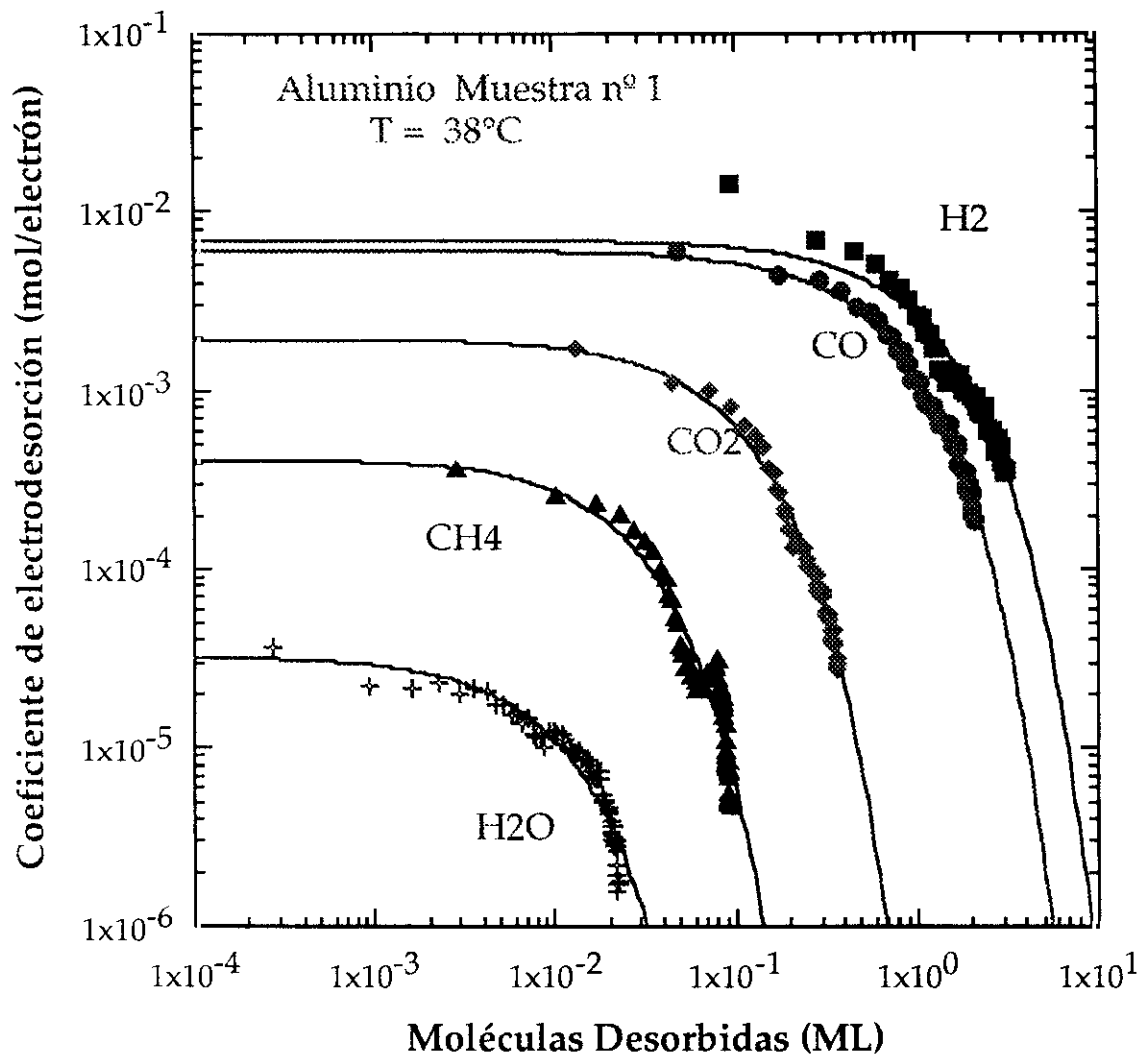


Figura 4.18

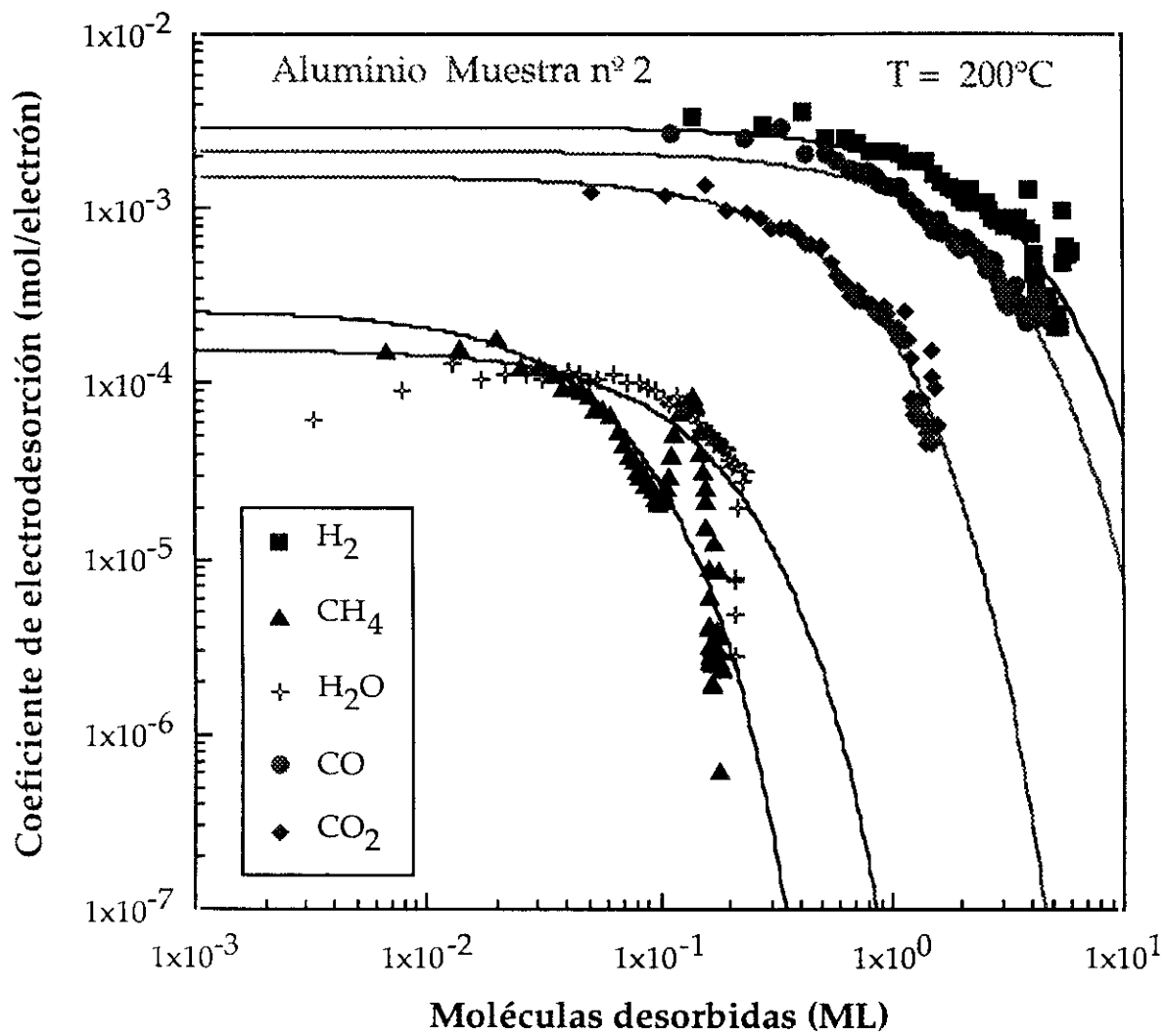


Figura 4.19

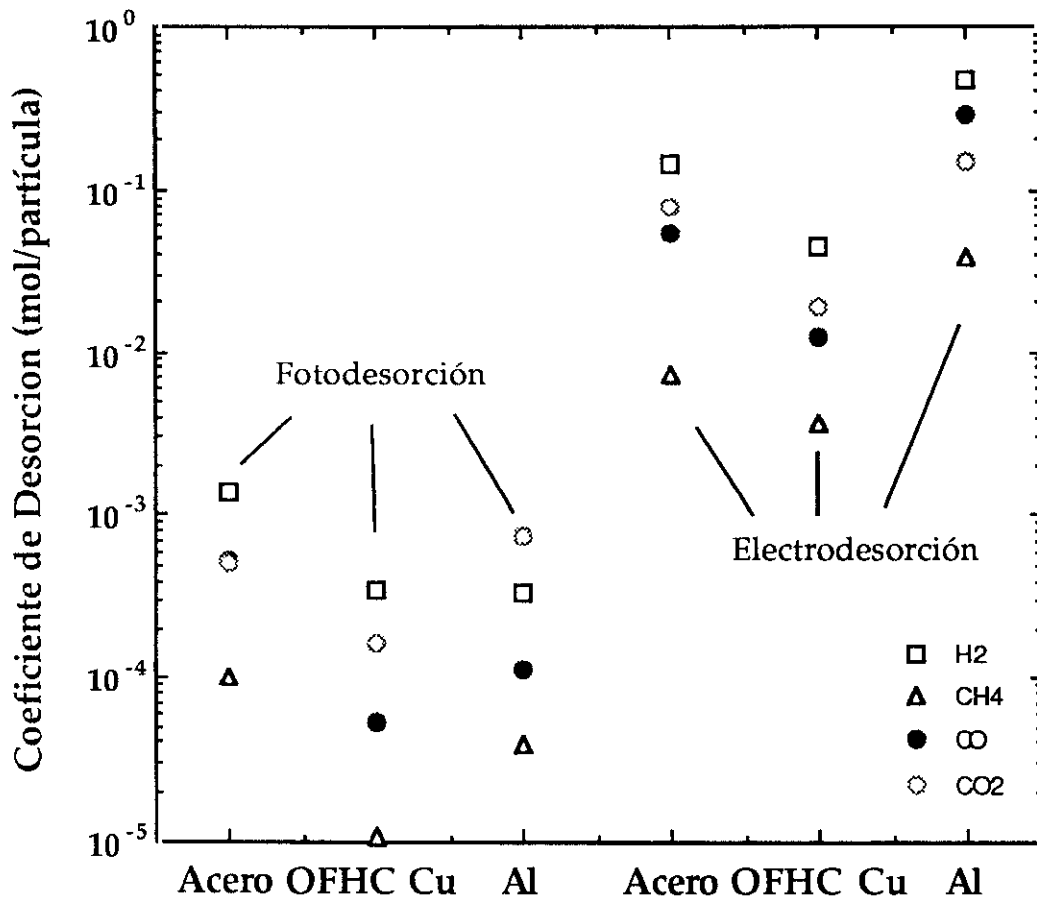


Figura 4.20

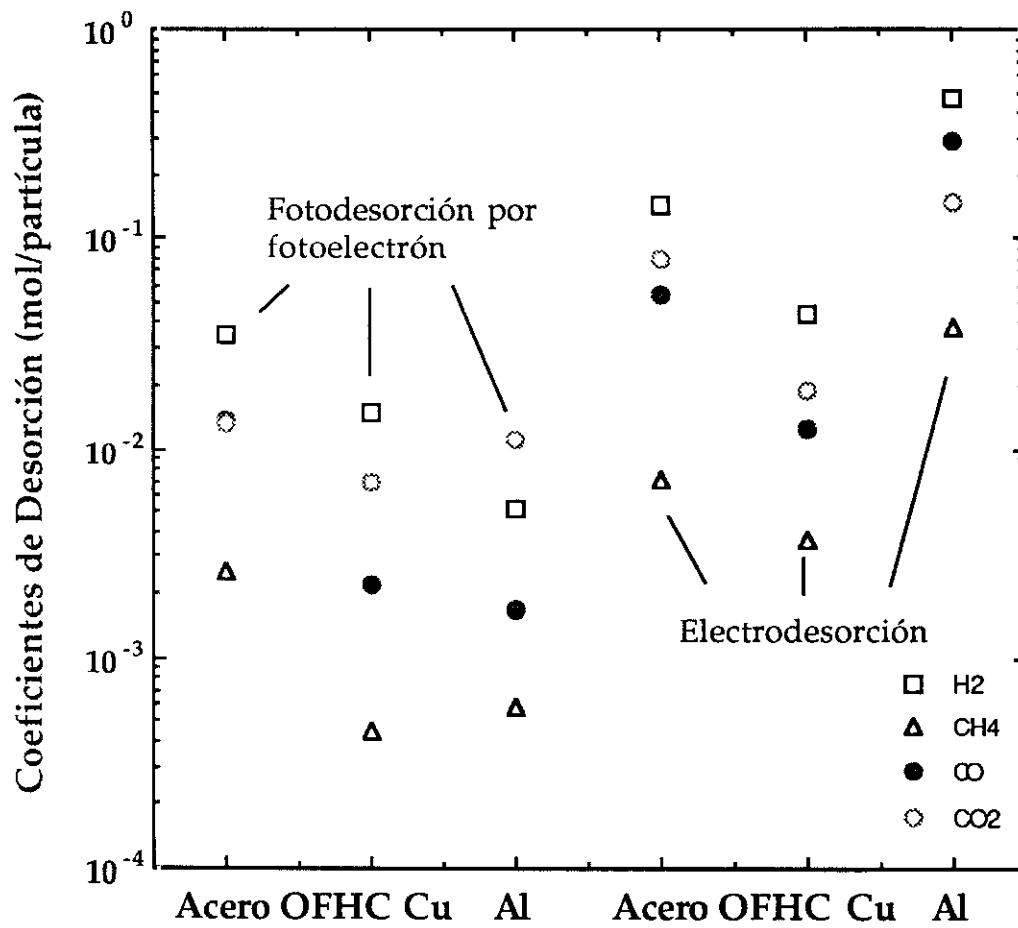


Figura 4.21

Capítulo 5: Aplicación al Large Hadron Collider (LHC)

En este capítulo vamos a estudiar las implicaciones que las medidas realizadas pueden tener en el Large Hadron Collider. Si bien todas las experiencias que hemos descrito en este trabajo han sido realizadas a temperatura ambiente, veremos que se pueden aplicar al LHC a temperatura de He líquido.

Para ello comenzaremos haciendo un estudio detallado de los experimentos que hasta el momento se han realizado a temperaturas de He líquido. La mayor parte de ellos relacionada con el proyecto americano de superacelerador, recientemente abandonado, el denominado 'Superconducting Super Collider' (SSC). Actualmente está en marcha un proyecto para hacer estas medidas en el CERN.

En la siguiente sección, estudiaremos las ecuaciones que regulan el comportamiento de la presión. Veremos que, cuando se coloca la pantalla del haz, el aumento de presión está determinado por los coeficientes de fotodesorción primarios, que no dependen mucho de la temperatura. De este modo, podemos extraer conclusiones sobre el comportamiento del sistema de vacío del LHC, con los coeficientes medidos a temperatura ambiente.

Por último, estudiaremos la evolución temporal de la densidad de los gases las implicaciones que supone la radiación de sincrotrón sobre el sistema de vacío del LHC.

5.1. Experiencias de fotodesorción a 4.2 K

5.1.1. Experimentos en BNL

Las primeras experiencias fueron las realizadas en el Brookhaven National Laboratory (BNL) por Binting *et al* [Binting, 89] en tres tubos de acero Nitronic 40 de 1 mm de espesor, con una lámina de cobre electrodepositado de 60 μm de espesor, en la superficie interior del tubo. Las muestras fueron limpiadas únicamente con metanol. Las medidas fueron realizadas con radiación de sincrotrón de 545 eV de energía crítica. El ángulo de incidencia fue de 150 mrad.

Los valores experimentales de los coeficientes de fotodesorción, para los tres tubos se muestran en la figura 5.1, en la que se puede ver también la evolución de éstos con la dosis de fotones por unidad de superficie.

Como se puede apreciar, los coeficientes de fotodesorción son del mismo orden en ambos casos y, en todo caso, son mayores a 4.2 K que a temperatura ambiente.

5.1.2. Experimentos en BINP

Recientemente, el grupo de vacío del proyecto SSC, en colaboración con el Budker Institute of Nuclear Physics (BINP) en Novosibirsk (Rusia), ha realizado algunas experiencias a temperaturas de He líquido. Para ello instalaron dos líneas de radiación de sincrotrón, cuya energía crítica era de 284 eV, la energía crítica correspondiente a protones de 20 TeV en el SSC.

El esquema de dicho experimento se puede ver en la figura 5.2 [Anashin, 93a], en la que se puede ver el tubo muestra de 1 m de longitud y 32 mm de diámetro en contacto con He líquido y en su centro, un orificio que comunica con el sistema de medida. Para evitar radiación térmica del analizador de masas y del manómetro de ionización, hay una pantalla refrigerada a la temperatura del nitrógeno líquido. Esto evita que las moléculas de gases que no sean H₂ o CO lleguen al sistema de medida, puesto que son adsorbidos por la pared a 77 K.

El sistema tiene dos bombas situadas en los extremos del tubo. La muestra consistía en un tubo de acero inoxidable, recubierto por una lámina de cobre electrodepositado de 70 μm de espesor.

i) Experimento sin pantalla de haz

En la figura 5.3 se presenta la presión parcial de H₂, medida con el analizador situado en centro del tubo, con radiación y sin ella en función de la dosis acumulada de fotones por metro de cámara [Anashin, 93b].

Hasta una dosis de 1.5×10^{21} fotones m⁻¹, la presión de H₂ sin haz permanece constante y a partir de aquí aumenta hasta un valor de 6.5×10^{-8} Torr. Este aumento de presión corresponde a la isoterma de adsorción de H₂ a 4.2 K. Esto se pudo comprobar de varias formas:

(1) Bombeando el He, de modo que su temperatura disminuyó a 3.2 K. A esta temperatura, la presión correspondiente a la isoterma de adsorción se reduce en gran medida. El resultado fue que el sistema recobró su presión base.

(2) Calentando el tubo a 77 K, de manera que se desorbiera todo el H₂ adsorbido en las paredes, siendo bombeado por las bombas de los extremos. La cantidad de H₂ desorbido térmicamente fue de 3.1×10^{18} moléculas m⁻¹. Posteriormente el tubo fue enfriado a 4.2 K, observándose un retorno a la presión base. Por último la cámara fue expuesta de nuevo a la radiación de sincrotrón, acumulándose una dosis adicional de 5.3×10^{21} fotones m⁻¹. Esta dosis no tuvo el mismo efecto sobre la presión base que la exposición anterior, probablemente por efecto de limpieza por el haz. Este segundo método es el que se puede ver representado en la segunda parte de la figura 5.3.

Hay que añadir, que la presión de saturación para el H₂ al final de la primera exposición de 6.5×10^{-8} Torr era menor que la presión de saturación de la isoterma ($\sim 5 \times 10^{-6}$ Torr) debido al efecto de las bombas de los extremos del tubo.

ii) Experimento con pantalla de haz

Para el experimento con pantalla de haz, se colocó una pantalla de haz refrigerada igualmente a 4.2 K en el interior del tubo y comunicada con orificios con el tubo exterior. Las presiones sin haz del H₂ y del CO permanecieron constantes en toda la experiencia (5×10^{-10} Torr para H₂ y 1.5×10^{-10} Torr para CO).

Las presiones parciales para H₂ y CO, medidas en presencia de la radiación de sincrotrón, se representan en la figura 5.4 [Anashin, 93b].

Cuando la cámara se expone a la radiación de sincrotrón, la presión de H₂ tiene un valor de 2×10^{-9} Torr hasta una dosis de 3.7×10^{20} fotones m⁻¹ (a) en la que se incrementa hasta un nuevo valor de equilibrio de 1.5×10^{-8} Torr hasta un valor de 6×10^{20} fotones m⁻¹ (b). Este valor representa el incremento de la presión debido a la isoterma de adsorción de H₂ a 4.2 K en el tubo de vacío. Las moléculas de H₂ se acumulan en el tubo de vacío ya que sus paredes no están expuestas a la radiación de sincrotrón, hasta que debido a la isoterma de adsorción, la presión aumenta igualmente en la pantalla del haz.

Cuando las paredes del tubo de vacío no bombean más, las bombas situadas en los extremos del sistema limitan el aumento de presión, de forma que el decrecimiento de (b) a (c) corresponde a un fenómeno de limpieza por el haz.

Para comprobar que el fenómeno se debe efectivamente a la presión debida a la isoterma de H₂, a 1.2×10²¹ se cerraron las válvulas a las bombas de los extremos parcialmente y la presión de H₂ creció hasta un valor de 3×10⁻⁸ Torr (c).

Posteriormente se bombeó sobre el He para reducir su temperatura a 3.2 K, temperatura a la cual la presión de vapor del H₂ correspondiente a la isoterma de adsorción es despreciable [Benvenuti, 77]. La presión de H₂ decreció hasta un valor de 1×10⁻⁹ Torr a 1.64×10²¹ fotones m⁻¹ (d). El resto de variaciones marcadas en la figura son debidas a la necesidad de rellenar el criostato de He y a las variaciones de temperatura que ello genera en la cámara.

5.2. Modelos teóricos

La principal diferencia que podemos encontrar entre la fotodesorción a temperatura ambiente y la producida a 4.2 K, es el efecto de las paredes del sistema, que bombean los gases desorbidos, de modo que éstos son fisisorbidos en la pared con energías de ligadura más pequeñas que las desorbidas inicialmente por la radiación de sincrotrón, de modo que son más fácilmente desorbidas. Definiremos el coeficiente de fotodesorción de estas moléculas débilmente ligadas como η'_γ . El coeficiente de fotodesorción de las moléculas más ligadas a la superficie (quimisorbidas) se denotará $\eta_{\gamma,1}$. Para simplificar llamaremos habitualmente a éste último "primario", mientras que al primero le llamaremos "secundario".

A temperaturas de He líquido, es más conveniente hablar en términos de densidad, en lugar de presión, ya que la relación entre presión y densidad depende de la temperatura. Adicionalmente la lectura de presión se hará a temperatura ambiente, ya que los manómetros disipan demasiada energía para poderse situar cercanos a las paredes del tubo de vacío. Por otra parte, las condiciones que debe cumplir el sistema de vacío del LHC vienen fijadas en términos de densidades, ya que el tiempo de vida medio es inversamente proporcional a la densidad del gas. En el apéndice B se establece la relación entre densidad y presión a diferentes temperaturas.

Las ecuaciones que regulan el comportamiento de la densidad de moléculas de gas presentes en el tubo de vacío, son las siguientes [Turner, 93]:

$$V \frac{\partial n}{\partial t} = \eta_{\gamma,1} \dot{\Gamma} + \eta'_\gamma \dot{\Gamma} - \sigma_W S_W (n - n_e) - C_h n + A_C D \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} \quad (5.1)$$

$$A_W \frac{\partial s}{\partial t} = \eta_{\gamma,2} \dot{\Gamma} - \eta'_\gamma \dot{\Gamma} + \sigma_W S_W (n - n_e) \quad (5.2)$$

$$x = \frac{\alpha y}{[(1-y)(1+(\alpha-1)y)]} \quad (5.3)$$

En estas ecuaciones, n es la densidad molecular por unidad de volumen, s es la densidad superficial de moléculas fisisorbidas, $V (= \pi R^2)$ es el volumen del tubo de vacío por unidad de longitud, A_W es el área del tubo de vacío por unidad de longitud ($= 2\pi R$), $A_C (= \pi R^2)$ es la sección del tubo de vacío, $\dot{\Gamma}$ es el flujo de fotones por unidad de longitud y por unidad de tiempo y R es el radio interior del tubo.

La ecuación 5.1, describe la evolución de la densidad de moléculas de gas en el volumen con el tiempo, el primer término de la derecha, es la desorción de las moléculas quimisorbidas en la superficie con un coeficiente de fotodesorción, $\eta_{\gamma,1}$, el segundo término es la fotodesorción de moléculas fisisorbidas con un coeficiente de fotodesorción diferente, η'_γ , el tercer término describe el efecto de bombeo de las paredes y la isoterma de equilibrio n_e , asumiendo un coeficiente de 'sticking', σ_W y una velocidad de bombeo ideal $S_W = A_W \bar{v} / 4$, donde \bar{v} es la velocidad molecular media, el cuarto término es la velocidad distribuida de bombeo con velocidad de bombeo C_h por unidad de longitud, que aparece, en nuestro caso, cuando se coloca una pantalla de haz comunicada con orificios con la pared de los imanes a 1.9 K, en cuyo caso, asumimos que la velocidad de bombeo está únicamente limitada por su conductancia y, por último el quinto término es la difusión axial descrita por las ecuaciones de Knudsen y cuyo coeficiente es $D = \frac{2}{3} a \bar{v}$.

Con respecto al coeficiente de fotodesorción de moléculas fisisorbidas, η'_γ , se ha observado experimentalmente [Anashin, 93c] una dependencia lineal con la densidad superficial, s , al menos para recubrimientos menores de una monocapa. La ley es del tipo:

$$\eta'_\gamma = \eta'_{\gamma,0} \left(\frac{s}{s_0} \right) \quad (5.4)$$

donde el coeficiente $\eta'_{\gamma,0}$ es del orden de 10, por lo que a recubrimientos del orden de 0.001 monocapas este coeficiente de desorción de moléculas

fisisorbidas es mayor que el coeficiente de fotodesorción primario (que es $\sim 1 \times 10^{-3}$ moléculas fotón⁻¹).

La ecuación 5.2 describe la densidad superficial de moléculas fisisorbidas, el primer término es debido a la conversión de moléculas quimisorbidas en fisisorbidas por la radiación incidente ($\eta_{\gamma,2} \dot{\Gamma}$), el segundo es la fotodesorción de moléculas fisisorbidas ($\eta'_{\gamma} \dot{\Gamma}$) y el tercero es el efecto de bombeo de las paredes del tubo.

Por último, la ecuación 5.3 es una ecuación de BET (Brunauer-Emmett-Teller) que describe la densidad superficial de moléculas en la isoterma de adsorción. El término de la izquierda, $x (= s/s_m)$ es la densidad superficial normalizada a la densidad de una monocapa, s_m , y ($= n_e/n_{sat}$) es la densidad de volumen normalizada al valor de saturación, n_{sat} , y $\alpha (= e^{(\epsilon_1 - \epsilon_\ell)/kT})$ es un parámetro. La diferencia que aparece en el exponente de la energía de adsorción de una molécula en la primera monocapa de una superficie determinada, ϵ_1 y la energía de licuefacción del material en el que se adsorbe la molécula, ϵ_ℓ [Turner, 93].

Estas tres ecuaciones rigen el comportamiento del sistema de vacío expuesto a radiación de sincrotrón, a cualquier temperatura, teniendo en cuenta que la isoterma de adsorción correspondiente a un determinado gas, depende fuertemente de la temperatura del sistema de vacío. En el caso que queremos considerar, a la temperatura de He líquido, la única isoterma que debemos considerar es la correspondiente al H₂, ya que para los demás gases, la presión de vapor a esa temperatura es despreciable.

Vamos a resolver las ecuaciones planteadas para la configuración del LHC, considerando los casos del LHC con una pantalla de haz no comunicada con orificios al tubo de vacío de 1.9 K y con una pantalla con orificios.

Para ello tomaremos un tubo de longitud L con valores del eje z entre $-L/2$ y $L/2$. Supondremos que las densidades en los extremos son nulas, es decir, $n(\pm L/2) = 0$. En realidad, la densidad en los extremos del tubo no es nula y viene determinada por el flujo molecular y la velocidad de bombeo. Esta densidad no es más que un término constante en las soluciones, por lo que no se incluirá en las ecuaciones.

Vamos a estudiar las soluciones cuasi-estáticas, que cumplen la condición,

$$V \frac{\partial n}{\partial t} \approx 0 \quad (5.5)$$

de forma que la densidad n varía de una forma "lenta" (frente a las velocidades moleculares) debido a la dependencia de los coeficientes de fotodesorción con la dosis de fotones (efecto de limpieza por el haz) y por el incremento de la densidad molecular que se origina por el aumento de la densidad superficial en la superficie del tubo de vacío.

Para resolver las ecuaciones, podemos considerar dos aproximaciones, las que denominaremos tubo largo y tubo corto.

En la aproximación de tubo corto, asumimos que la difusión de gas hacia los extremos del tubo es importante, por lo que la densidad superficial, s , llega a una situación cuasi-estática. De este modo, se cumple la condición,

$$A_W \frac{\partial s}{\partial t} \approx 0 \quad (5.6)$$

En la aproximación de tubo largo, consideramos que la difusión hacia los extremos del tubo es despreciable, por lo que la densidad superficial sigue aumentando por efecto del bombeo de las paredes y por efecto de las moléculas que son adsorbidas en la superficie por efecto de la radiación de sincrotrón incidente.

Estudiaremos primero las soluciones sin pantalla de haz y sin orificios (es decir, con $C_h = 0$). Posteriormente, obtendremos las soluciones en el caso de contar con una pantalla de haz comunicada con orificios con la pared de los imanes a 1.9 K.

5.2.1. Tubo corto sin pantalla de haz ($C_h = 0$)

La solución para la ecuación 5.1 para la densidad molecular n en función de la distancia z , si tenemos en cuenta las condiciones, 5.5 y 5.6 es la siguiente:

$$n(z) = \frac{1}{2} \frac{(\eta_{\gamma,1} + \eta_{\gamma,2}) \dot{\Gamma}}{A_C D} \left(\frac{L}{2}\right)^2 \left[1 - \frac{z}{(L/2)^2}\right] \quad (5.7)$$

En la solución se puede apreciar que la densidad es directamente proporcional al número de moléculas desorbidas por la radiación de sincrotrón, $(\eta_{\gamma,1} + \eta_{\gamma,2}) \dot{\Gamma}$ e inversamente proporcional a la velocidad de bombeo por los

extremos del tubo, $A_C D$. Por lo tanto, el aumento en la densidad viene limitado por el efecto del bombeo en los extremos del tubo.

Una vez conocida la densidad molecular, $n(z)$, puede obtenerse la densidad superficial, $s(z)$, resolviendo la ecuación implícita para s :

$$\eta'_\gamma(s) = \eta_{\gamma,2} + \frac{\sigma_W S_W}{\dot{\Gamma}} (n(z) - n_e(s)) \quad (5.8)$$

si suponemos que $n_e \ll n(z)$ y $\eta_{\gamma,2} \ll \eta'_\gamma(s)$ entonces:

$$\eta'_\gamma(s) = \frac{\sigma_W S_W}{\dot{\Gamma}} n(z) \quad (5.9)$$

si sustituimos la expresión de η'_γ como función de la densidad superficial, obtenemos la siguiente expresión para la densidad superficial:

$$s(z) = \left[\frac{\sigma_W S_W}{\eta'_{\gamma,0} \dot{\Gamma}} n(z) \right] s_m \quad (5.10)$$

En esta expresión podemos ver que la densidad superficial disminuye con la fotodesorción de las moléculas fisisorbidas, $\eta'_{\gamma,0} \dot{\Gamma}$ y aumenta con la capacidad de bombeo de las paredes del sistema. Igualmente es proporcional al número de sitios disponibles para la adsorción, expresada por s_m y a la densidad molecular, $n(z)$.

Este caso que acabamos de discutir, representa la densidad obtenida en un experimento en el que el aumento de la densidad estuviese limitado por la velocidad de bombeo disponible en los extremos, como en el experimento de BINP, en el que la longitud del tubo es de 1 m.

5.2.2. Tubo largo sin pantalla de haz ($C_h = 0$)

La solución para la ecuación 5.1 para la densidad molecular, $n(z)$ cuando $V \frac{\partial n}{\partial t} \approx 0$, $C_h = 0$ y $A_w \frac{\partial s}{\partial t} \neq 0$ es la siguiente:

$$n(z) = \left[\frac{\eta_{\gamma,1} \dot{\Gamma}}{\sigma_W S_W} + \frac{\eta'_\gamma \dot{\Gamma}}{\sigma_W S_W} + n_e \right] \left[1 - \frac{\cosh(z/\lambda)}{\cosh(L/\lambda)} \right] \quad (5.11)$$

donde $\lambda^2 = \frac{A_C D}{\sigma_W S_W} = \frac{4 a^2}{3 \sigma_W}$, despreciando la posible dependencia en z de η'_γ y de n_e .

La media de la distancia axial al cuadrado que viaja una molécula antes de adsorberse a la pared es $2\lambda^2$, mientras que L^2/λ^2 es igual a la velocidad de bombeo de las paredes, dividida por la conductancia de un tubo de longitud L . Si consideramos que la longitud del tubo es mucho mayor que su diámetro, es decir, consideramos la aproximación de tubo largo, entonces podemos despreciar el término en cosh, de modo que la densidad molecular queda como sigue:

$$n(z) = \frac{\eta_{\gamma,1} \dot{\Gamma}}{\sigma_W S_W} + \frac{\eta'_\gamma \dot{\Gamma}}{\sigma_W S_W} + n_e \quad (5.12)$$

que es la misma solución que se obtiene si se desprecia el término de la difusión axial, $A_C D \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} \approx 0$.

En la expresión 5.12 se puede ver que el aumento en la densidad viene determinado por la suma de las moléculas desorbidas, ya se encuentren quimisorbidas ($\eta_{\gamma,1} \dot{\Gamma}$) o fisisorbidas ($\eta'_\gamma \dot{\Gamma}$) y por la densidad de la isoterma de equilibrio, n_e , mientras que la disminución de la densidad viene dado por la velocidad de bombeo de las paredes ($\sigma_W S_W$). Al haber supuesto el tubo muy largo con respecto a su diámetro, la velocidad de bombeo por los extremos del tubo no influye en la densidad.

Introduciendo la ecuación 5.12 en la ecuación 5.2 obtenemos para la densidad superficial:

$$s = \frac{1}{A_W} \int_0^\Gamma (\eta_{\gamma,1} + \eta_{\gamma,2}) d\Gamma \quad (5.13)$$

En esta ecuación puede verse que todo el gas quimisorbido arrancado por los fotones acaba en la superficie en estado fisisorbido.

5.2.3 Tubo con pantalla de haz ($C_h \neq 0$)

Este caso es interesante únicamente cuando la conductancia de los orificios situados en la pantalla es mucho mayor que la difusión axial por los extremos del tubo, es decir,

$$C_h n \gg A_C D \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} \quad (5.14)$$

En este caso, y asumiendo la aproximación cuasi estática, la solución para la densidad es:

$$n = \frac{(\eta_{\gamma,1} + \eta_{\gamma,2}) \dot{\Gamma}}{C_h} \quad (5.15)$$

Esta ecuación es muy importante, ya que como se puede ver, la densidad molecular, que, en definitiva, fija el tiempo de vida del haz, depende tan sólo del coeficiente de fotodesorción $\eta_\gamma = \eta_{\gamma,1} + \eta_{\gamma,2}$ y de la conductancia C_h de los orificios de la pantalla.

La conductancia C_h está relacionada con los orificios en la pantalla por la relación:

$$C_h = p N_h A_h \frac{\bar{v}}{4} \quad (5.16)$$

donde p es la probabilidad de transmisión, N_h es el número de orificios por unidad de longitud axial, A_h es el área por orificio y \bar{v} es la velocidad molecular media.

La importancia de la relación 5.15 radica en que la densidad molecular en el volumen puede calcularse teniendo en cuenta únicamente el coeficiente primario de fotodesorción y la conductancia de los orificios.

5.3. Aplicación al sistema de vacío del LHC

Hemos visto en la sección anterior cuáles son las ecuaciones que regulan el comportamiento temporal de la densidad a temperaturas de He líquido. Las dos diferencias más sustanciales con las medidas a temperatura ambiente son la existencia de moléculas de gas débilmente ligadas a la superficie que son más fácilmente desorbidas por la radiación de sincrotrón y el aumento de la presión de vapor debido a la acumulación de monocapas de H_2 en la superficie.

Puesto que el H_2 es el gas que determina los incrementos de presión a estas temperaturas debido a lo elevado de su presión de vapor, vamos a referirnos casi exclusivamente a él en todo lo que sigue. Sólo al final trataremos de extraer algunas conclusiones sobre el resto de los gases desorbidos.

A partir de las medidas realizadas a temperatura ambiente vamos a predecir cómo será la evolución del sistema de vacío del LHC en dos casos: cuando existe una pantalla de haz comunicada con orificios con el tubo de vacío a 1.9 K y cuando esta pantalla no tiene orificios.

5.3.1. Comparación entre los coeficientes de fotodesorción a temperatura ambiente y 4.2 K

Si bien hemos visto que la densidad de H_2 se comporta de un modo muy diferente entre el sistema de vacío a temperatura ambiente y a 4.2 K, debido a la influencia de la presión de vapor y de la fotodesorción de moléculas débilmente ligadas, los coeficientes de fotodesorción de las moléculas quimisorbidas son del mismo orden de magnitud (aunque a 4.2 K son algo menores). En la figura 5.5 se comparan los coeficientes de fotodesorción de H_2 a temperatura ambiente y a 4.2 K para una superficie de cobre electrodepositado.

Estos coeficientes fueron medidos en el Instituto BINP de Novosibirsk con radiación de sincrotrón de 284 eV de energía crítica a 4.2 K y a temperatura ambiente sobre una superficie de cobre electrodepositado (hecho por la Cía. Silvex) [Anashin, 93d]. Las medidas de EPA están realizadas con radiación de sincrotrón de la misma energía crítica y con cobre electrodepositado Flühmann.

El coeficiente de fotodesorción para el H_2 medido a 4.2 K es menor que el medido a temperatura ambiente, aunque tan sólo un factor 3 de diferencia entre ellos. Por lo tanto, las medidas realizadas en EPA a temperatura ambiente pueden ser aplicadas a la estimación del comportamiento de la densidad en el LHC.

5.3.2. Comportamiento de la densidad durante la inyección

Como ya hemos mencionado, los haces de protones se inyectan en el LHC a una energía de 450 GeV procedentes del SPS. A partir de esta energía los haces son acelerados hasta la energía de operación, 7 TeV, energía a la cual se producen las colisiones. Este intervalo es lo que constituye la fase de inyección.

Consecuentemente la energía crítica de la radiación de sincrotrón irá aumentando hasta el valor nominal de 45.3 eV. Como ya se discutió en la sección 3.6, el coeficiente de fotodesorción inicial depende de la energía crítica de una forma prácticamente lineal. Puesto que la energía crítica depende de la energía del haz al cubo, los coeficientes de fotodesorción correspondientes a la fase de inyección serán prácticamente despreciables comparados con los de la fase de operación. En concreto, habrá dos órdenes de magnitud de diferencia entre los coeficientes de fotodesorción correspondientes a la energía de inyección y la nominal.

En la figura 5.6, se presentan los coeficientes de fotodesorción estimados para la inyección, extrapolando la función obtenida experimentalmente para el cobre electrodepositado. En esta figura puede verse que los coeficientes de fotodesorción serán del orden de 1×10^{-7} moléculas por fotón para H_2 y CO_2 y del orden de 1×10^{-9} moléculas por fotón para CO y CH_4 . Para la energía nominal del LHC, los coeficientes iniciales serán los representados en la tabla 5.I.

Tabla 5.I: Coeficientes de fotodesorción iniciales para la energía nominal del LHC (7 TeV, correspondiente a 45.3 eV de energía crítica).

Gas	η_γ (45.3 eV)
H_2	1.1×10^{-3}
CH_4	6.4×10^{-5}
CO	2.5×10^{-5}
CO_2	8.9×10^{-4}

5.3.3. Evolución temporal de la densidad en el LHC

Para estimar la evolución temporal de la densidad en el LHC, consideraremos dos casos: la situación en la que la pantalla del haz está comunicada con orificios con el tubo de vacío y aquella en la que dichos orificios no existen.

i) Pantalla sin orificios a 4.2 K

En este caso, tenemos la situación del tubo largo sin orificios. La densidad viene dada como la suma de la fotodesorción de moléculas quimisorbidas y fisisorbidas y la contribución de la isoterma de equilibrio:

$$n(z) = \frac{\eta_{\gamma,1} \dot{\Gamma}}{\sigma_W S_W} + \frac{\eta'_\gamma \dot{\Gamma}}{\sigma_W^- S_W} + n_e \quad (5.17)$$

En el instante inicial de operación del acelerador en estas condiciones, el incremento de presión estará determinado por los coeficientes de fotodesorción primarios, ya que el coeficiente de fotodesorción secundario es proporcional al recubrimiento y la densidad correspondiente a la isoterma de equilibrio comienza a ser importante a partir de una monocapa de H₂ depositada en la superficie.

Es importante señalar que la extrapolación de las medidas de EPA al LHC puede tener dos errores importantes. Por un lado está la diferencia de un factor 3 en los coeficientes de fotodesorción primarios iniciales, medidos para el H₂ y que han sido presentados anteriormente. Por otro lado, la extrapolación del efecto de limpieza de EPA al LHC, puede no ser tan automática, ya que podría depender de la superficie interior del tubo de vacío. Es decir, la pendiente de disminución del coeficiente de fotodesorción podría depender de la superficie interna, con lo que el efecto de limpieza sería mayor que el previsto.

Esto se refleja en la figura 5.7, en la que en el eje de abscisas se representa la dosis de fotones recibida por unidad de longitud y en el de ordenadas las tres funciones que contribuyen a la densidad. La dosis de fotones para las condiciones nominales de energía y de intensidad para el LHC por unidad de longitud y por unidad de tiempo es de 9.6×10^{16} fotones $m^{-1} s^{-1}$, por lo que si se desea pasar a unidades de tiempo, hay que dividir la dosis acumulada por esta cantidad. Si se aproxima este valor a 1×10^{17} fotones $m^{-1} s^{-1}$, la figura comienza en 1 s de operación del LHC, y después sigue una escala logarítmica.

La gráfica (1) es la densidad producida por la fotodesorción primaria (es decir de las moléculas quimisorbidas en la superficie). Los coeficientes que hemos utilizado son los medidos a temperatura ambiente en EPA y hemos extrapolado el fenómeno de limpieza, que empieza a tener efecto a dosis mayores de 2×10^{22} fotones m^{-1} . Las medidas a temperatura de He líquido indican coeficientes de fotodesorción unas tres veces menor, por lo que dicha

gráfica cuenta con los adecuados márgenes de seguridad. En el instante inicial la densidad está determinada por el coeficiente de fotodesorción primario ($\sim 10^{-3}$ moléc. por fotón).

Pero al cabo de tan sólo 10 s de operación, la densidad debida al coeficiente de desorción de moléculas fisisorbidas, η'_{γ} , supera a la calculada anteriormente. Esta gráfica está representada en (2). En ella se ha asumido que el coeficiente de desorción secundario es proporcional al número de moléculas en monocapas depositado en la superficie, con un factor de proporcionalidad $\eta'_{\gamma,0} = 10$ [Turner, 93]. Este factor ha sido extraído de medidas experimentales en las que se obtiene que el cociente entre $\eta'_{\gamma,0}$ y el coeficiente de 'sticking' es de 7 [Anashin, 93c]. Considerando que el coeficiente de 'sticking' puede variar entre 0.1 y 1 para H_2 sobre una superficie de cobre electrodepositado a 4.2 K podemos tomar $\eta'_{\gamma,0}$ como 10, lo cual implica un factor de 'sticking' de 0.7.

Cuando el H_2 depositado en la superficie llega a una monocapa la presión de vapor del H_2 tiende a su densidad de saturación, que es de $\sim 10^{12}$ moléculas cm^{-3} . Como se puede apreciar en la gráfica (3), la densidad ya ha pasado a ser mayor de la que se considera aceptable para el funcionamiento de la máquina, por efecto de la desorción secundaria.

Esta discusión es válida para una temperatura de 4.2 K y para H_2 . Si la temperatura fuera superior, la densidad correspondiente a la isoterma aumenta con la temperatura varios órdenes de magnitud. Por ejemplo, a una temperatura de 10 K, la densidad correspondiente a la isoterma es del orden de seis órdenes de magnitud mayor que la correspondiente a 4.2 K en los instantes iniciales de operación, por lo que dicha densidad sería la mayor contribución a la densidad total.

Para los cálculos presentados, hemos supuesto que el LHC opera a sus parámetros de diseño desde el comienzo, es decir, a la intensidad de 530 mA y a la energía de 7 TeV. Sin embargo, en la práctica, se propone hacer funcionar el LHC con una décima parte de la corriente el primer año. De esta forma, se podrán probar todos los sistemas de la máquina con corrientes menores. Esto significa una reducción en un factor 10 en la densidad producida por la desorción inducida por fotones, tanto primaria como secundaria. El efecto sobre la densidad se representa en la figura 5.8, en la que se puede apreciar la reducción en un orden de magnitud de la desorción inducida por fotones, tanto primaria como secundaria, lo que deja un margen de seguridad mayor. Sin embargo, la densidad correspondiente a un tiempo de vida medio de 100 h, se

alcanza en algo más de un día, lo que resulta igualmente inaceptable para el funcionamiento de la máquina.

Hasta el momento hemos presentado las previsiones sobre la densidad del H₂, porque a las temperaturas a las que se tiene previsto operar la pantalla del haz, el resto de gases tiene una densidad en la isoterma que es despreciable, con lo que la única contribución a la densidad vendría de la fotodesorción, tanto primaria como secundaria. Puesto que en el experimento realizado en BINP no se pudo medir ni el CO₂, ni el CH₄, por la pantalla existente a 77 K, no tenemos datos sobre la fotodesorción secundaria.

La evolución de la fotodesorción primaria medida en EPA para todos los gases desorbidos, se representa en la figura 5.9. En ella podemos ver que la contribución más importante viene del CO₂. Hay que recordar que la sección eficaz de interacción nuclear para el CO₂ es diez veces mayor que la de H₂, por lo que la densidad máxima admitida para CO₂ es diez veces menor. Como se puede apreciar, la densidad de CO₂ se acerca al límite de operación de la máquina sin considerar la desorción secundaria, que podría aumentar la densidad significativamente, como en el caso del H₂.

Como conclusión general, podemos afirmar que el LHC no podría funcionar sin orificios en la pantalla.

ii) Pantalla con orificios a 4.2 K

La densidad es en este caso directamente proporcional al coeficiente de fotodesorción primario e inversamente proporcional a la conductancia de los orificios:

$$n = \frac{(\eta_{\gamma,1} + \eta_{\gamma,2}) \dot{\Gamma}}{C_h} \quad (5.18)$$

Antes de aplicar esta ecuación al LHC convendría discutir cuáles son las implicaciones físicas de esta expresión. Como se puede ver, la densidad es proporcional al coeficiente de desorción primario y al coeficiente $\eta_{\gamma,2}$, que mide la cantidad de moléculas que pasan de ser quimisorbidas a ser fisisorbidas en la superficie por la acción de la radiación de sincrotrón. En cambio, no depende como en el caso anterior de la fotodesorción secundaria. Esto es así, porque, si bien la desorción secundaria está siempre presente, en este caso, lo que hace es aumentar la cantidad de moléculas en fase gas, con lo

que prácticamente no quedan moléculas en la superficie. Estas moléculas son bombeadas por los orificios a 1.9 K, en donde no son sometidas a la radiación de sincrotrón y donde la presión de vapor es despreciable para todos los gases desorbidos. Esta densidad es inversamente proporcional a la velocidad de bombeo, que sólo está limitada por la conductancia de los orificios.

En la figura 5.10 puede verse la evolución de la densidad de H₂ con el tiempo en el LHC con una intensidad de 1/10 de la intensidad nominal. Al comienzo de la operación, la densidad está determinada por la fotodesorción primaria (1), para después aumentar con la fotodesorción secundaria (2). Sin embargo, puesto que la densidad está limitada al valor calculado con la ecuación 5.18, ésta se estabilizará en dicho valor. En la figura hemos supuesto un valor de un 2% de la superficie cubierta de orificios. Como se puede apreciar, el H₂ no supone ningún problema, pues la densidad máxima con un 2% de orificios está muy por debajo de la densidad límite para un tiempo de vida medio de 100 h.

Sin embargo, las densidades de los otros gases, y, sobre todo la de CO₂ constituye un problema, ya que la densidad máxima para un 2% de orificios es mayor que el límite de 100 h de vida media para la operación, como se refleja en la figura 5.11. Hay que señalar, que estos límites se alcanzarían en el supuesto que la fotodesorción secundaria sea importante para el caso del CO₂. Por esto se necesitan medidas experimentales para evaluar la importancia de este fenómeno en gases como el CH₄, el CO y, sobre todo, del CO₂.

Como conclusión a este capítulo cabe señalar que, si bien los orificios en la pantalla del haz, reducen el aumento de la densidad para todos los gases, resta saber si para gases como el CO₂, es necesario contar con un mayor número de orificios, o utilizar un procedimiento de limpieza como la descarga en Ar que reduce el coeficiente de fotodesorción en un factor 3.

Indice de figuras

Figura 5.1: Comparación de los coeficientes de fotodesorción obtenidos a temperatura ambiente y a 4.2 K para radiación de sincrotrón de 545 eV de energía crítica medidos en BNL por Bintinger *et al* [Bintinger, 89].

Figura 5.2: Esquema del sistema experimental utilizado en BINP para la medida de los coeficientes de fotodesorción a 4.2 K [Anashin, 93a].

Figura 5.3: Evolución de la densidad de H₂ en el experimento realizado en BINP a una temperatura de 4.2 K y sin pantalla de haz [Anashin, 93b].

Figura 5.4: Evolución de la densidad de H₂ en el experimento realizado en BINP en cobre electrodepositado a una temperatura de 4.2 K con pantalla de haz [Anashin, 93b].

Figura 5.5: Comparación de los coeficientes de fotodesorción en cobre electrodepositado medidos con radiación de sincrotrón de 284 eV de energía crítica en BINP [Anashin, 93c].

Figura 5.6: Evolución esperada de los coeficientes de fotodesorción con la energía del haz durante la inyección en el LHC.

Figura 5.7: Evolución esperada de la densidad del H₂ con el tiempo en el LHC en ausencia de orificios en la pantalla del haz para las condiciones nominales de operación ($I_B = 530$ mA; $E_B = 7$ TeV).

Figura 5.8: Evolución esperada de la densidad del H₂ con el tiempo en el LHC en ausencia de orificios en la pantalla del haz para una corriente de 1/10 de la corriente nominal ($I_B = 53$ mA; $E_B = 7$ TeV).

Figura 5.9: Evolución esperada de la densidad de H₂, CH₄, CO y CO₂ con el tiempo en el LHC debida exclusivamente a la fotodesorción primaria en ausencia de orificios en la pantalla del haz para las condiciones nominales de operación ($I_B = 530$ mA; $E_B = 7$ TeV).

Figura 5.10: Evolución esperada de la densidad del H₂ con el tiempo en el LHC en presencia de orificios en la pantalla del haz.

Figura 5.11: Evolución esperada de la densidad para todos los gases desorbidos con el tiempo en el LHC en presencia de orificios en la pantalla del haz.

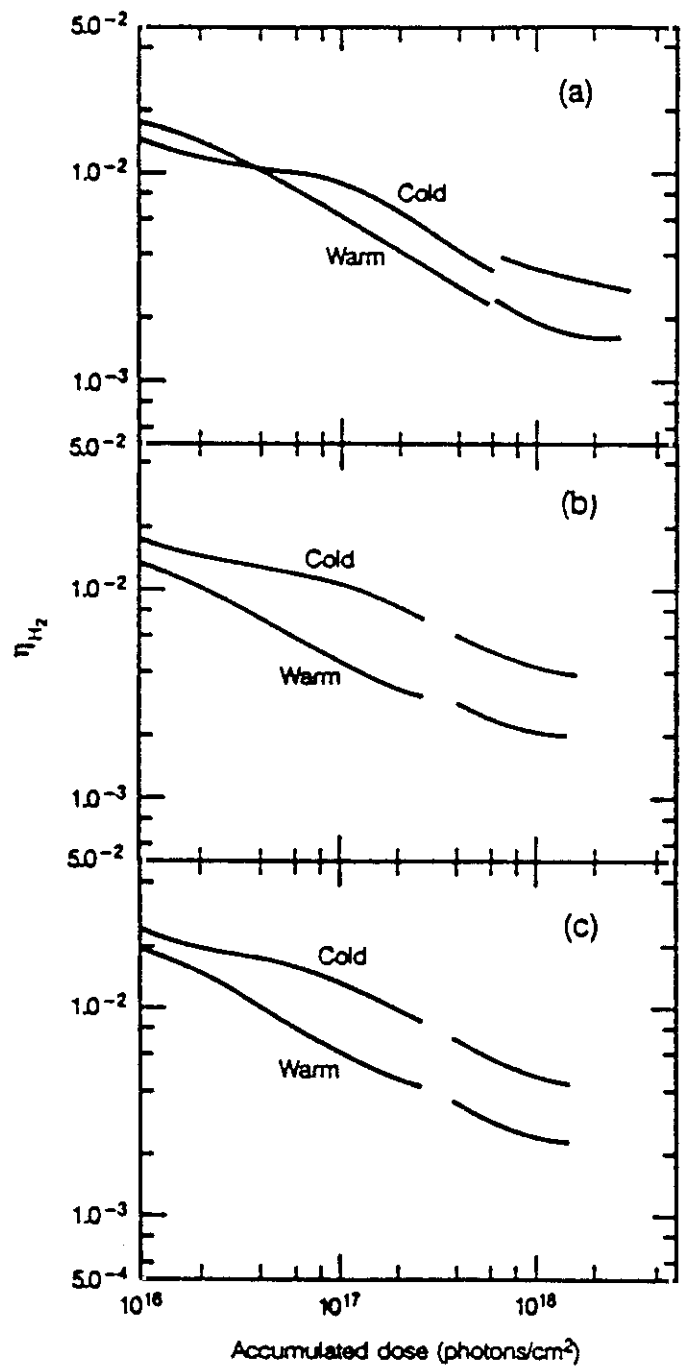


Figure 5.1

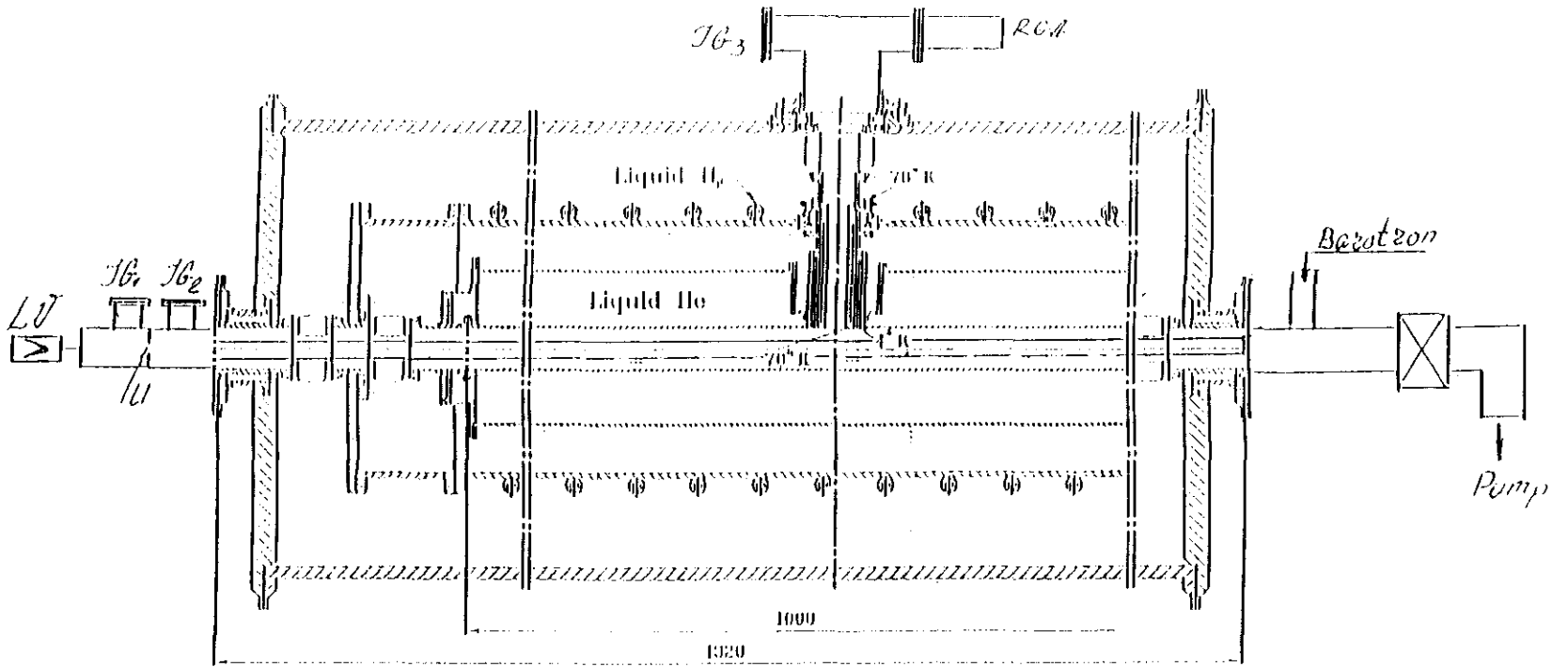


Figura 5.2

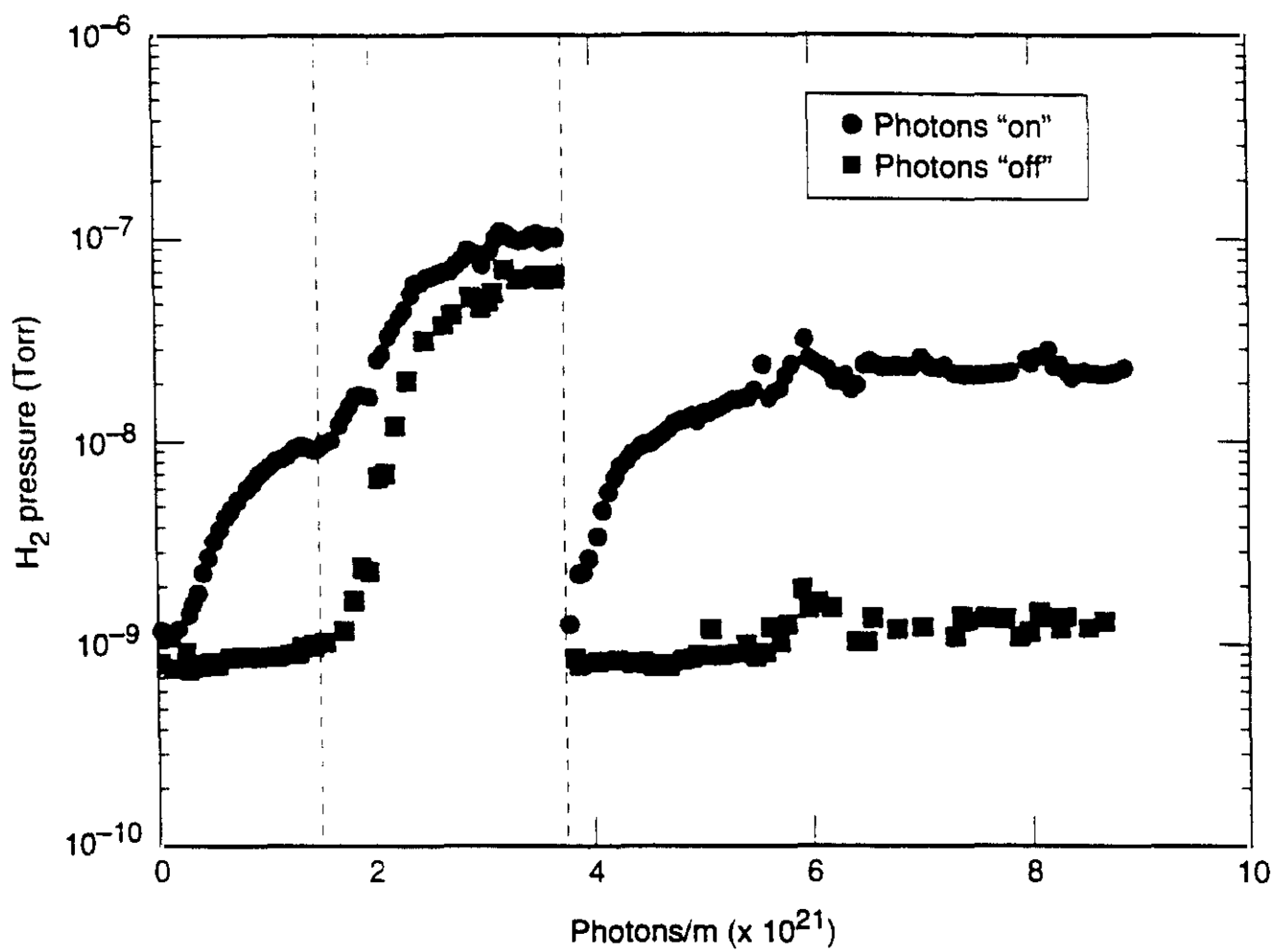


Figure 5.3

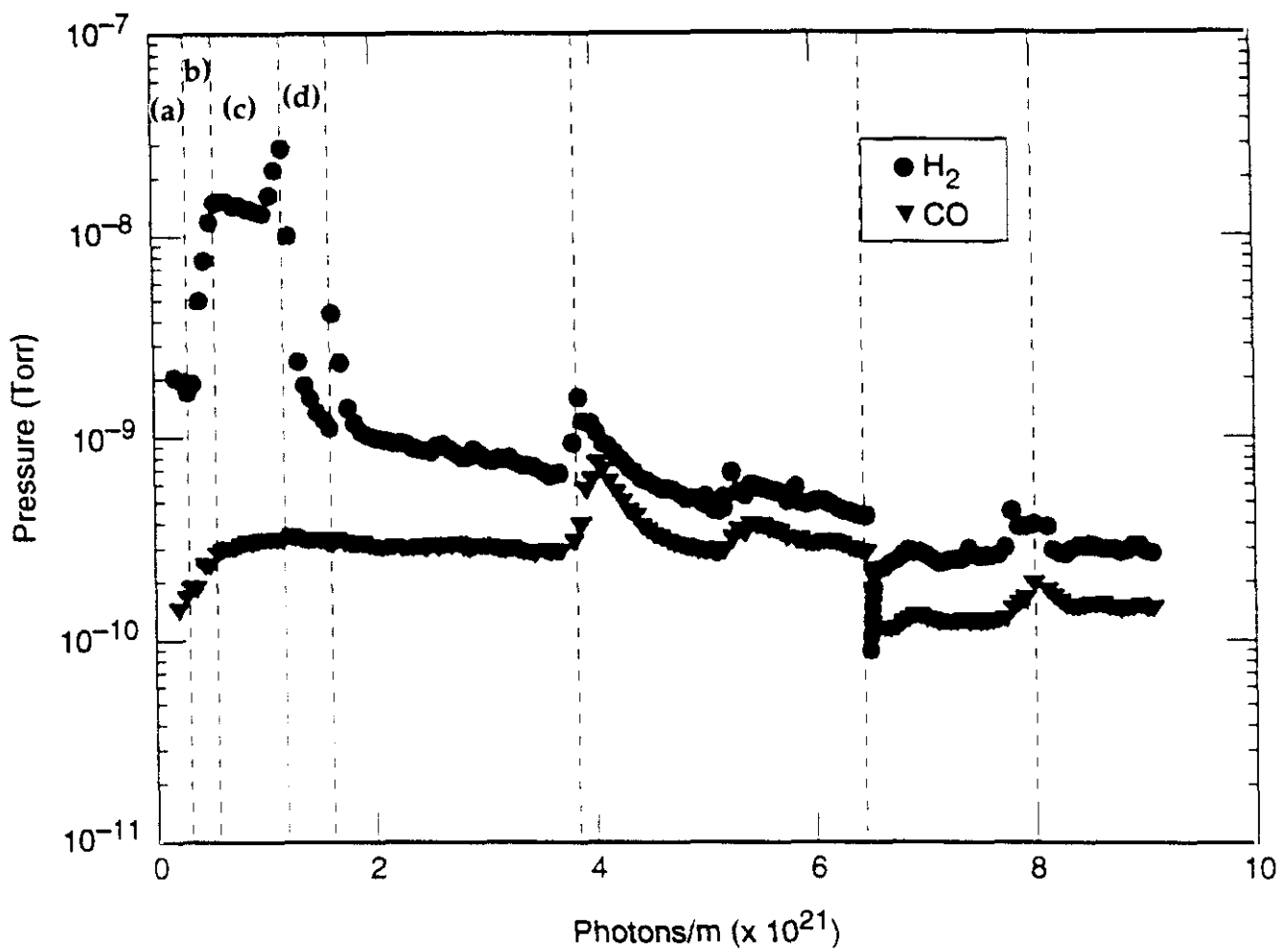


Figura 5.4

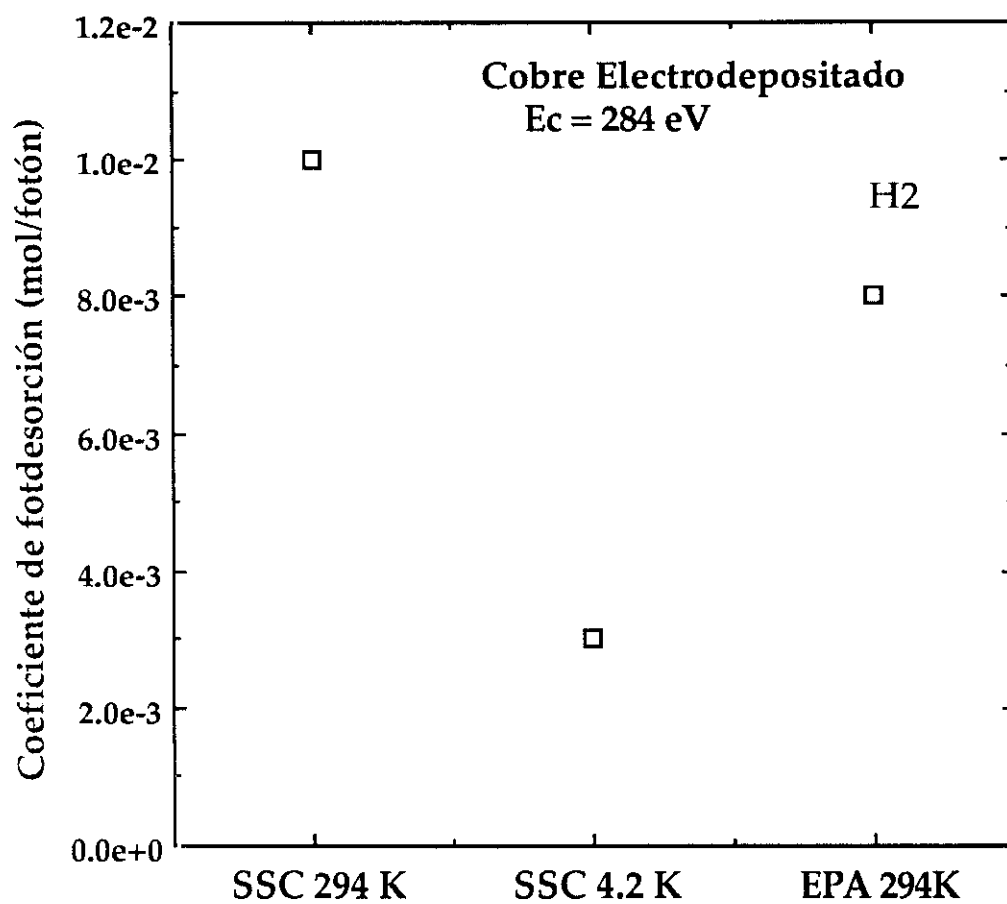


Figura 5.5

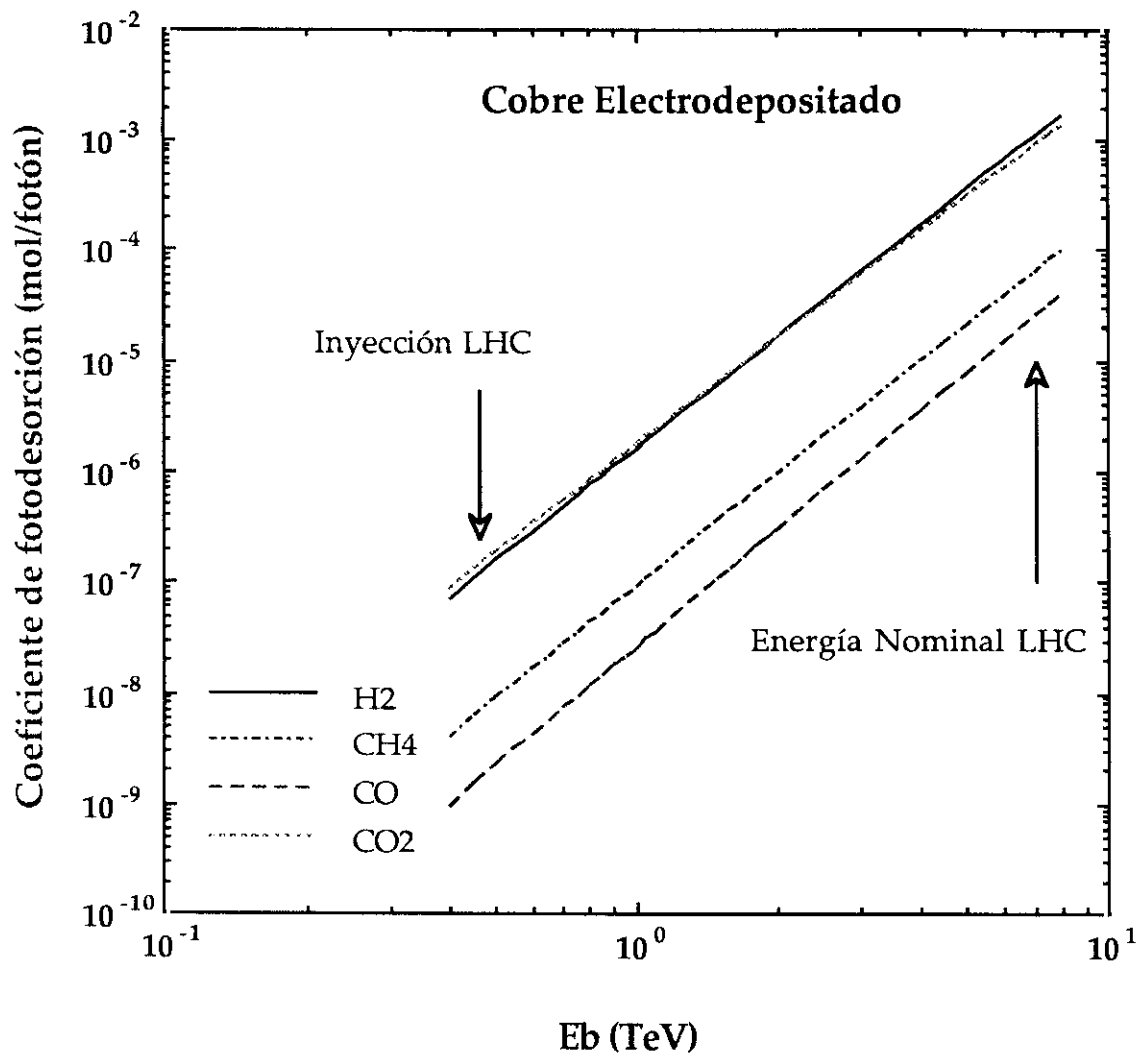


Figura 5.6

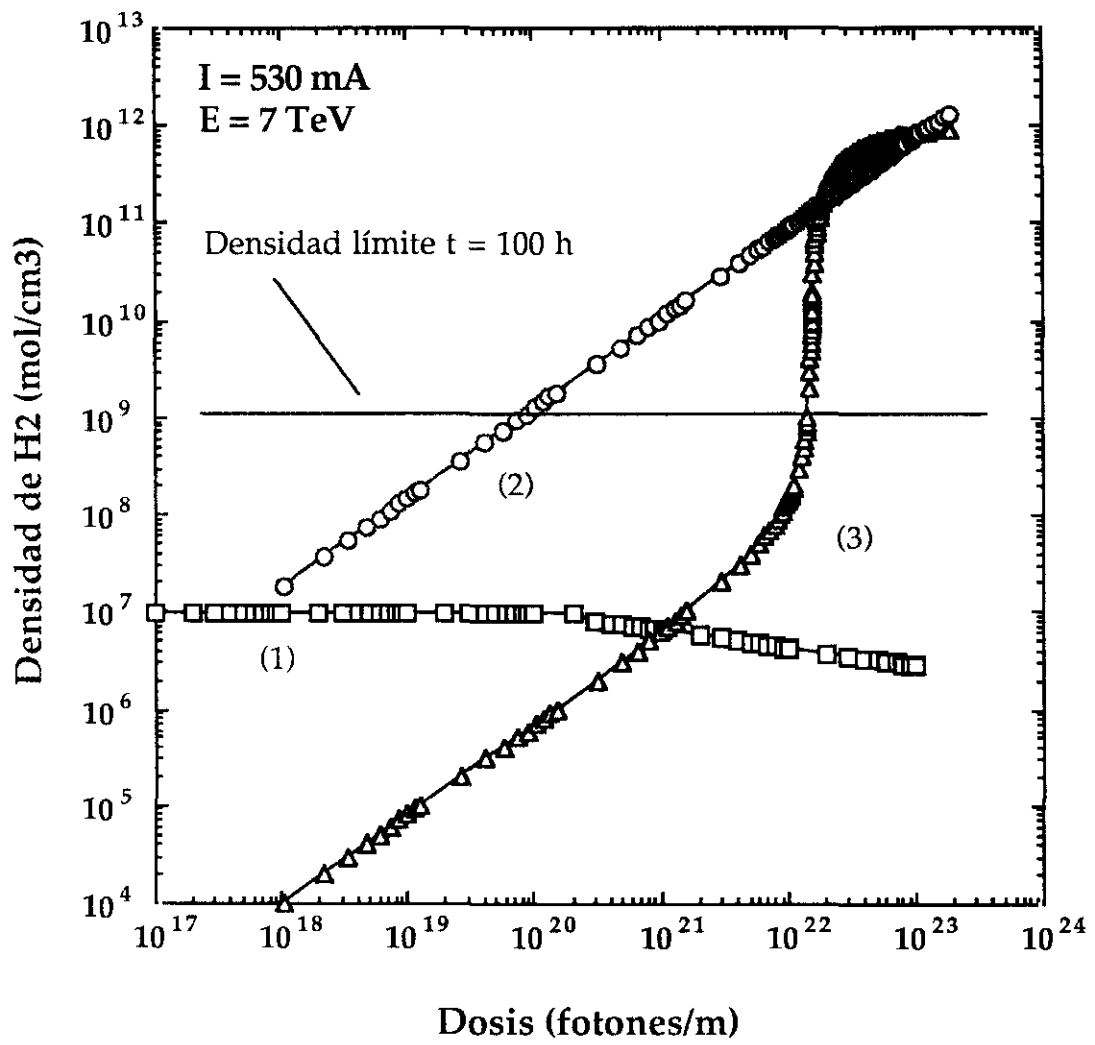


Figura 5.7

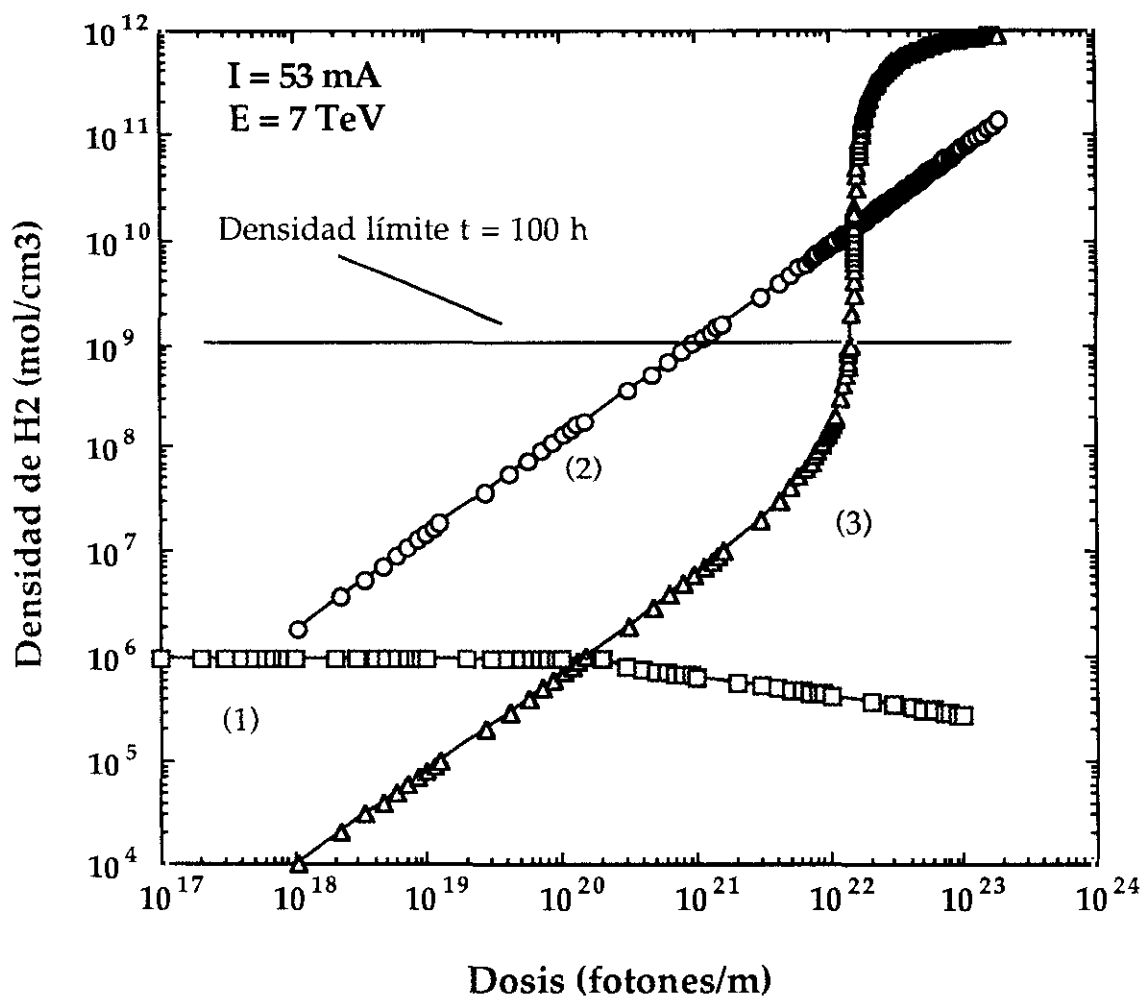


Figura 5.8

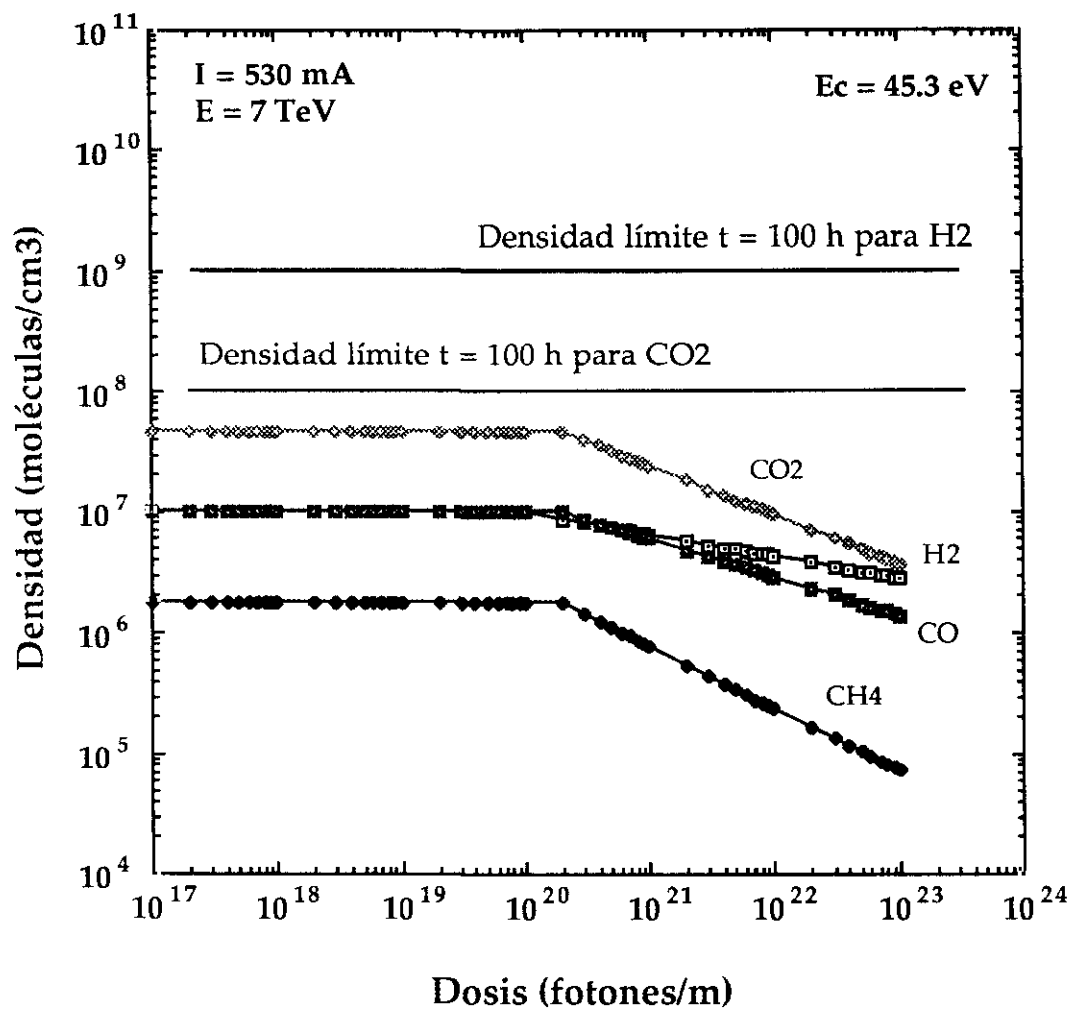


Figura 5.9

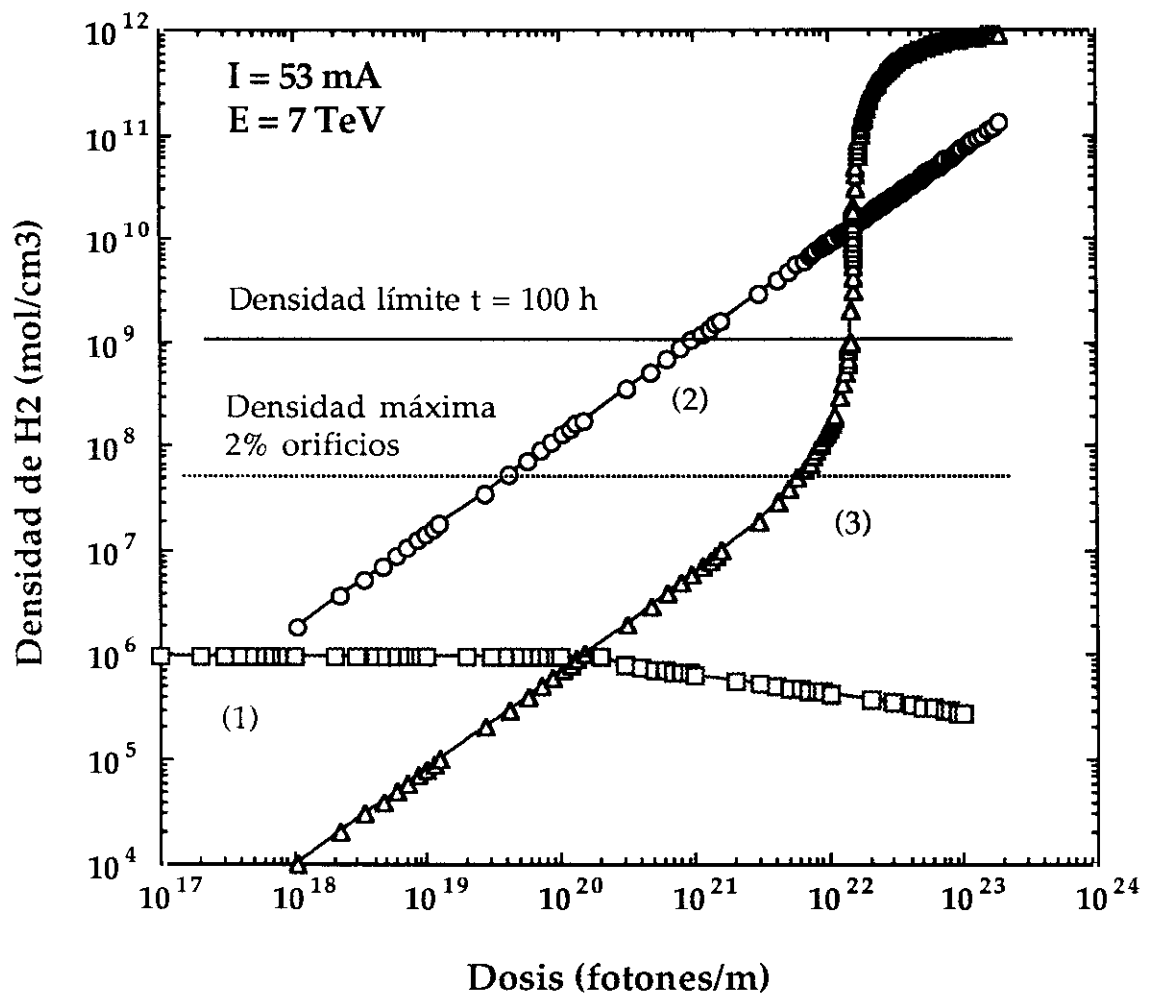


Figura 5.10

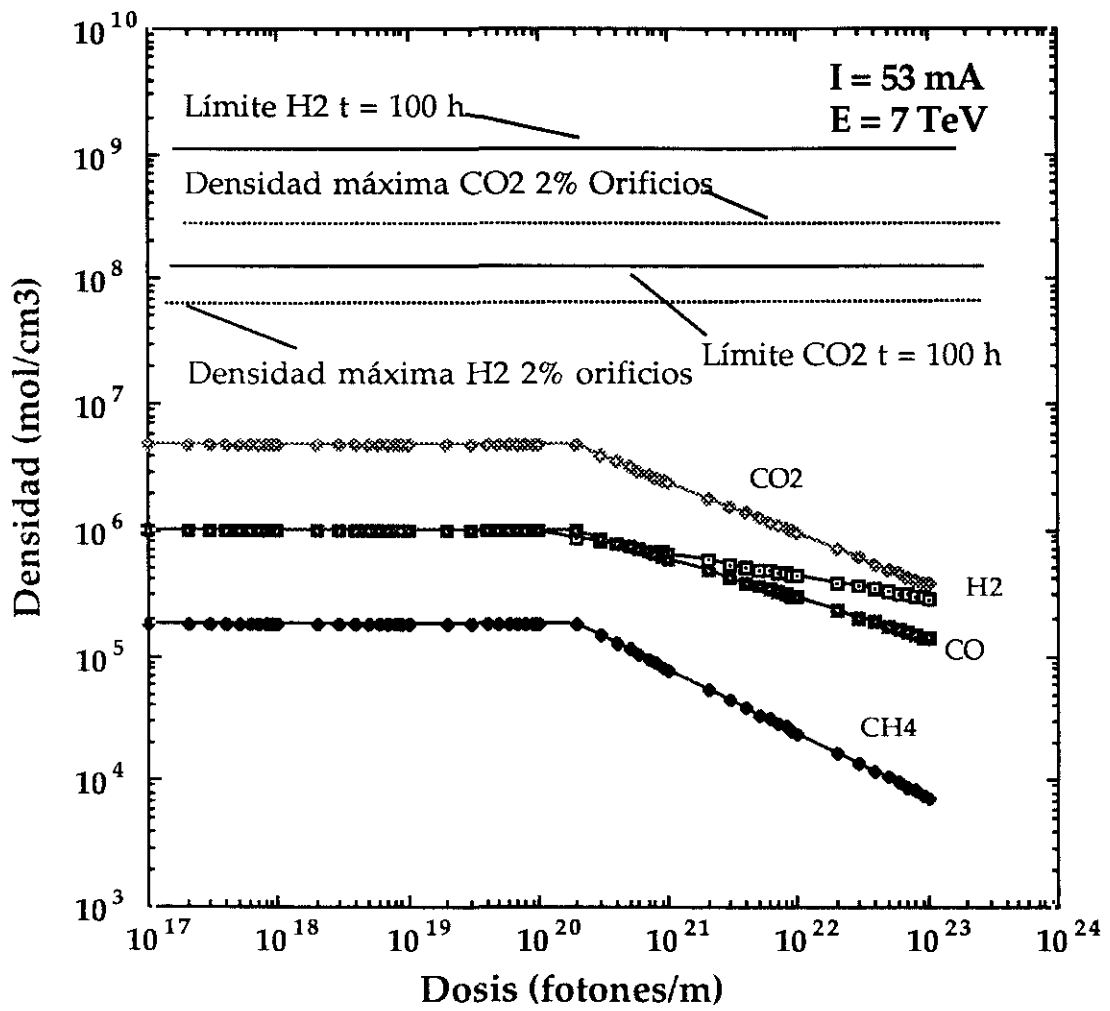


Figura 5.11

CONCLUSIONES

El Large Hadron Collider será el primer acelerador de protones en el que habrá una radiación de sincrotrón significativa debida a su alta energía y luminosidad. Esta radiación induce la desorción de moléculas adsorbidas en la superficie interior del material del acelerador y puede provocar un aumento inadmisibles de la presión en el tubo de vacío. En la Literatura existen numerosas referencias de este fenómeno, pero no ha sido estudiado en la región de bajas energías críticas y para las superficies tecnológicas con las que están construidos los sistemas de vacío de los aceleradores.

En este trabajo se han medido los coeficientes de desorción inducida por radiación de sincrotrón de diversos materiales en el intervalo de energías críticas entre 10 eV y 300 eV. Para ello se ha montado un sistema experimental que utiliza la radiación de sincrotrón en el acumulador de electrones y positrones (EPA), uno de los pre-inyectores de LEP. En este sistema hay un analizador de masas y un manómetro Bayard-Alpert calibrados, de modo que es posible medir el número total de moléculas desorbidas por segundo, con la ayuda de una conductancia calibrada.

Se han medido los coeficientes de fotodesorción de algunos de los materiales más utilizados en Ultra Alto Vacío, como el acero inoxidable 316 L+N, el cobre OFHC y el aluminio. Se han medido igualmente estos coeficientes para el cobre electrodepositado, que puede ser elegido como material de la superficie interior del LHC. Los gases desorbidos son H₂, CH₄, H₂O, CO y CO₂.

Se ha comprobado que los coeficientes de fotodesorción crecen con la energía crítica de la radiación incidente siguiendo una ley que es prácticamente lineal. Este resultado permite escalar los coeficientes de fotodesorción medidos a las energías de inyección del LHC.

Se ha estudiado la influencia del tratamiento de la superficie en los coeficientes de fotodesorción, encontrándose que el horneado del sistema "in-situ" hace disminuir los coeficientes de fotodesorción en un factor que varía según el material y el gas desorbido. El horneado en vacío previo a la instalación de la cámara en el sistema experimental, redujo los coeficientes de fotodesorción en el caso del cobre electrodepositado. Igualmente el tratamiento de descarga en atmósfera de Ar y O₂, redujo los coeficientes de fotodesorción. En general, las superficies estudiadas presentan un efecto de "memoria" ya que recuerdan el tratamiento recibido.

Se ha medido para el cobre electrodepositado la influencia de la dosis en los coeficientes de fotodesorción, encontrándose que se reducen a medida que aumenta la dosis. Este efecto se le conoce como "efecto de limpieza".

Se ha estudiado en detalle la dependencia de los coeficientes de fotodesorción con los fotoelectrones producidos. La relación lineal que existe entre el aumento de presión experimentada y la corriente de fotoelectrones medida en todos los materiales sugiere que el proceso de fotodesorción ocurre en dos etapas, una primera en la que los fotones arrancan electrones del material y una segunda etapa posterior en la que éstos desorben moléculas de la capa superficial de óxido. Se observa que existe una relación lineal entre la producción de fotoelectrones y la energía crítica.

Para comparar con los resultados obtenidos en los experimentos con radiación de sincrotrón, hemos realizado experiencias de electrodesorción en el Laboratorio con los mismos materiales estudiados con fotones. El sistema experimental consiste igualmente en un analizador de masas y un manómetro Bayard-Alpert calibrado. Los resultados muestran que los electrones de 300 eV desorben más moléculas que los fotones de 63.5 eV de energía crítica.

La variación de los coeficientes de fotodesorción con la temperatura no es tan importante como podría deducirse del modelo de difusión propuesto para explicar el proceso de la desorción inducida. Los resultados no muestran una tendencia clara, ya que, si bien para el acero inoxidable a alta temperatura el proceso de limpieza es más pronunciado, para el aluminio es al contrario y para el cobre depende del gas considerado.

Se ha aplicado un modelo de difusión para explicar la desorción inducida ya sea por electrones o por fotones, encontrándose que el modelo que asume una concentración de H_2 uniforme en la superficie no es capaz de ajustar los resultados experimentales. En cambio, el modelo que asume una concentración de H_2 que sigue una ley exponencial es capaz de ajustar los resultados con valores de la concentración de H_2 en la superficie semejantes a los resultados experimentales medidos con NRA. Sin embargo, no se han encontrado variaciones en el coeficiente de difusión con la temperatura lo que sugiere que el proceso de difusión está determinado por el flujo de partículas incidentes, ya sean electrones o fotones y no por la temperatura de la muestra.

Finalmente se han aplicado las medidas anteriores al diseño del LHC. Se ha comprobado que si no existen orificios de comunicación entre la pantalla del

haz y el tubo de vacío a 1.9 K la densidad sobrepasa en los primeros minutos de operación la densidad límite de operación, que corresponde a una vida media de 100 horas. Cuando hay orificios entre la pantalla y el tubo de vacío, la presión se estabiliza en un valor que depende de la fracción de orificios con respecto a la superficie total. Se encuentra que para CO_2 dicho límite está por encima de la densidad máxima, por lo que es necesario bien aumentar el porcentaje de orificios, lo cual podría hacer aumentar la impedancia de las paredes o buscar métodos que reduzcan su coeficiente de fotodesorción inicial, como puede ser la descarga en atmósfera de Ar y O_2 .

APENDICE A:
Definiciones

A.1. Luminosidad

Se define luminosidad, L , como la integral de la media temporal sobre el volumen de interacción, Ω , del número de reacciones por unidad de volumen y por unidad de tiempo [Guignard, 77]:

$$L = \frac{1}{\sigma_r \tau_{rev}} \int_0^{\tau_{rev}} \int_{\Omega} \frac{d^2 N}{d\Omega dt} d\Omega dt \quad (\text{A.1})$$

donde τ_{rev} es el tiempo de revolución de las partículas en s, σ_r es la sección eficaz total de la reacción en m^2 , y Ω es el volumen donde los dos haces colisionan en m^3 .

En el caso del LHC, esta expresión se puede escribir como:

$$L = \frac{N^2 k f \gamma}{4\pi \varepsilon_n \beta^*} \quad (\text{A.2})$$

donde N es el número de protones en cada uno de los k haces que circulan, f es la frecuencia de circulación, β^* es el valor de la función de betatrón en el punto de cruce, y ε_n es la emitancia correspondiente a una σ del contorno del haz, normalizado por el factor de Lorentz, $\gamma = \frac{E}{m_0 c^2}$.

A.2. Radiación de sincrotrón

La radiación de sincrotrón es un fenómeno que ocurre cuando se fuerza a una partícula cargada a cambiar su trayectoria. La emisión tiene unas características muy definidas y es tangente a la trayectoria de la partícula en cuestión. El número total de fotones emitidos por la radiación de sincrotrón es:

$$\dot{N}_\gamma = \frac{\sqrt{3} r}{\hbar c} E_B I_B F(x) \quad (\text{A.3})$$

donde r es el radio clásico de la partícula, \hbar es la constante de Planck, c es la velocidad de la luz y $F(x) = \int_0^x \int_u^\infty K_{5/3}(s) ds du$, donde $K_{5/3}$ es la función modificada de Bessel de orden 5/3 y $F(x)$ tiende a 5.23 cuando x tiende a ∞ .

Para protones, el radio es $r_p = 1.54 \times 10^{-18}$ m, por lo que la expresión queda como sigue:

$$\dot{N}_\gamma (\text{fotones s}^{-1}) = 4.38 \times 10^{14} E_B (\text{GeV}) I_B (\text{mA}) \quad (\text{A.4})$$

Para electrones, el radio es $r_e = 2.82 \times 10^{-15}$ m, por lo que la expresión queda como sigue:

$$\dot{N}_\gamma (\text{fotones s}^{-1}) = 8.08 \times 10^{17} E_B (\text{GeV}) I_B (\text{mA}) \quad (\text{A.5})$$

La radiación de sincrotrón se caracteriza por tener un espectro prácticamente continuo sobre un gran rango de energías. Así pues, para caracterizar completamente esta radiación sería necesario representar su espectro, es decir, la intensidad de fotones en función de su energía. Sin embargo, es posible definir una especie de energía media, denominada energía crítica, E_c .

La energía crítica se define como la mediana de la distribución de los fotones en energía:

$$\frac{E_T}{2} = \int_0^{E_c} \frac{dN}{dE} h\nu dE = \int_{E_c}^{\infty} \frac{dN}{dE} h\nu dE \quad (\text{A.6})$$

donde E_T es la energía total emitida en forma de radiación de sincrotrón. La energía crítica se puede escribir como:

$$E_c = \frac{3hc}{4\pi e} \frac{\gamma^3}{\rho} = \frac{3hc}{4\pi e\rho} \left(\frac{E_B}{E_0} \right)^3 \quad (\text{A.7})$$

donde E_B es la energía del haz de partículas, E_0 es la energía de la partícula en reposo y ρ es el radio de curvatura del acelerador. Sustituyendo las constantes, nos queda la siguiente expresión:

$$E_c (\text{eV}) = \frac{2.96 \times 10^{-7}}{\rho (\text{m})} \left(\frac{E_B}{E_0} \right)^3 \quad (\text{A.8})$$

Para electrones, $E_0 = 5.11 \times 10^{-4}$ GeV, por lo que la expresión queda:

$$E_c(\text{eV}) = 2.218 \times 10^3 \frac{(E_B(\text{GeV}))^3}{\rho(\text{m})} \quad (\text{A.9})$$

Para protones, $E_0 = 0.939 \text{ GeV}$, por lo que la expresión queda:

$$E_c(\text{eV}) = 3.57 \times 10^{-7} \frac{(E_B(\text{GeV}))^3}{\rho(\text{m})} \quad (\text{A.10})$$

La energía media de los fotones se puede obtener, haciendo el cociente entre la energía total por unidad de tiempo y el flujo de fotones por unidad de tiempo. La energía total emitida por unidad de tiempo es, para electrones:

$$P(\text{W}) = 88.47 \frac{(E_B(\text{GeV}))^4 I(\text{mA})}{\rho(\text{m})} \quad (\text{A.11})$$

y para protones:

$$P(\text{W}) = 7.79 \times 10^{-12} \frac{(E_B(\text{GeV}))^4 I(\text{mA})}{\rho(\text{m})} \quad (\text{A.12})$$

Dividiendo por la expresión (A.5) para obtener la energía media en aceleradores de electrones, obtenemos la siguiente expresión:

$$\langle E_\gamma \rangle (\text{eV}) = 684.37 \frac{(E_B(\text{GeV}))^3}{\rho(\text{m})} = \frac{E_c(\text{eV})}{3.24} \quad (\text{A.13})$$

de donde se deduce que la energía media de los fotones es proporcional a la energía crítica. Si hacemos la misma operación para aceleradores de protones encontraremos la misma expresión.

APENDICE B:

Relaciones entre densidad y presión a temperaturas criogénicas

En el dominio del ultra alto vacío, se suele hablar de presión de un sistema y, por lo tanto, se utilizan unidades de presión para describir la calidad del vacío alcanzado. Sin embargo, si utilizamos un manómetro de ionización (por ejemplo, un Bayard-Alpert) la magnitud medida no es la presión directamente, sino la densidad molecular, que es proporcional a la primera. La conversión de una a otra es directa sin más que aplicar la ley de Knudsen, si consideramos que estamos en un régimen molecular. Ahora bien, esta conversión depende de la temperatura, de modo que la lectura del manómetro indica siempre el equivalente en presión de la densidad medida a temperatura ambiente.

Desde el punto de vista del vacío en un acelerador resulta más interesante hablar de densidades, puesto que en último término el tiempo de vida del haz y las interacciones entre el haz y el gas residual sólo dependen de la densidad molecular. Por último, cabe añadir, que si la medida de la presión se realiza a temperatura ambiente vía una conductancia con el sistema a temperatura de He líquido, esta diferencia entre densidad y presión se hará todavía más evidente.

Supongamos que tenemos un sistema de vacío, compuesto de dos volúmenes, A y B, con temperaturas T_A y T_B y en el volumen B tenemos un manómetro de ionización, que mide una presión P_B . Supongamos que $T_A = 5$ K y $T_B = 293$ K.

Si las presiones son lo suficientemente bajas como para que se puedan aplicar las condiciones de flujo molecular, entonces podemos aplicar la relación de Knudsen:

$$P_A = \left(\frac{T_A}{T_B} \right)^{1/2} P_B \quad (P_A = 0.13 P_B) \quad (\text{B.1})$$

o si se prefiere para la densidad, tendríamos, aplicando la ecuación de estado de los gases ideales:

$$N_A = \left(\frac{T_B}{T_A} \right)^{1/2} N_B \quad (N_A = 7.7 N_B) \quad (\text{B.2})$$

donde N es la densidad de moléculas por unidad de volumen.

Para poder hablar en términos de presión, podríamos definir la presión equivalente P'_A como la presión que habría en A con la densidad N_A a temperatura T_B . Aplicando la ley de los gases ideales:

$$\left. \begin{array}{l} P'_A = N_A k_B T_B \\ P_A = N_A k_B T_A \end{array} \right\} \Rightarrow P'_A = \left(\frac{T_B}{T_A} \right) P_A = \left(\frac{T_B}{T_A} \right)^{1/2} P_B \quad (\text{B.3})$$

sustituyendo los valores de la temperatura:

$$P'_A = 59 P_A = 7.7 P_B \quad (\text{B.4})$$

Es decir, la presión equivalente es casi un orden de magnitud mayor que la presión P_B leída en el manómetro y casi dos órdenes de magnitud mayor que la verdadera presión a 5 K.

En este trabajo, la presión siempre corresponde a la temperatura que se cita, esto es, que se pueden extrapolar directamente las respectivas densidades moleculares.

Bibliografía

[Achard, 79]: M.H. Achard, R.S. Calder y A.G. Mathewson, *Vacuum* **29**, 53 (1979).

[Anashin, 93a]: V.V. Anashin, Comunicación privada, (1993).

[Anashin, 93b]: V.V. Anashin, O.B. Malyshev, V.N. Osipov, I.L. Maslennikov y W.C. Turner, SSCL-Preprint-517, Octubre (1993).

[Anashin, 93c]: V.V. Anashin, A. Evstigneev, O.B. Malyshev, V.N. Osipov, I.L. Maslennikov y W.C. Turner, SSCL-N-825, Junio (1993).

[Anashin, 93d]: V.V. Anashin, V. Dudnikov, O.B. Malyshev, V.N. Osipov, C. Foerster, F. Jacobsen, M. Ruckman, M. Strongin, R. Kersevan, I.L. Maslennikov, W.C. Turner y W. Landford, SSCL-Preprint-533, enviado para su publicación en *J. Vac. Sci. Technol.*, Noviembre (1993).

[Andritschky, 88]: M. Andritschky, O. Gröbner, A.G. Mathewson, F. Schumann, P. Strubin y R. Souchet, *Vacuum* **38**, 933, (1988).

[Baconnier, 90]: Y. Baconnier, J.L. Baldy, J.P. Delahaye, R. Dobinson, A. de Rújula, F. Fenger, A. Hoffmann, J.M. Jowett, J. Kirkby, P. Lefèvre, D. Möhl, G. Plass, L. Robertson, J.A. Rubio, T.M. Taylor, E.J.N. Wilson, F. Dupont, J. le Duff y C. Wilmott, CERN/AC/90-07, CERN, Geneva, 1990.

[Balzers, 81]: Manual de instrucciones del analizador QMG 112, Balzers AG, Fürstentum, Liechtenstein, 1ª Edición, 1981.

[Barletta, 91]: W.A. Barletta, M. Calderón, T. Jenkins y R. Wong, Proc. IEEE Part. Accel. Conf., San Francisco, Mayo 1991.

[Basford, 93]: J.A. Basford, M.D. Boeckmann, R.E. Ellefson, A.R. Filippelli, D.H. Holkeboer, L. Lieszkovsky y C.M. Stupak, *J. Vac. Sci. Technol. A* **11**, 22, (1993).

[Benvenuti, 76]: C. Benvenuti, R.S. Calder y G. Passardi, *J. Vac. Sci. Technol.*, **13**, 1172, (1976).

[Benvenuti, 77]: C. Benvenuti y J.C. Decroux, Proc. 7th Int. Vac. Congr, p. 85, Viena (1977).

[Bernardini, 65]: M. Bernardini y L. Malter, *J. Vac. Sci. Technol.*, **2**, 130, (1965).

[Bintinger, 89]: D. Bintinger, P. Limon y R.A. Rosenberg, *J. Vac. Sci. Technol. A*, **7**, 59 (1989).

[Blanchard, 86]: W.R. Blanchard, P.J. McCarthy, H.F. Dylla, P.H. LaMarche y J.E. Simpkins, *J. Vac. Sci. Technol.*, **A 4** (3), 1715 (1986).

[Blechsmidt, 75]: D. Blechsmidt, "Basic Design of the Vacuum System for 400 GeV LRS with Normal Magnets", CERN/ISR/VA/75-29, Geneva, (1975).

[Bourgeois, 87]: M. Bourgeois, M. Brouet, J.C. Godot, F. Malthouse, A. Poncet y M. Roch, *J. Vac. Sci. Technol. A* **5** (4), 2346 (1987).

[Calder, 74]: R.S. Calder, E. Fischer, O. Gröbner y E. Jones, *9th Int Conf High Energy Accelerators*, Stanford, p 70, (1974).

[CAS, 94]: CERN Accelerator School (CAS) Proceedings of the 5th General Accelerator Physics Course, S. Turner, ed, CERN 94-01, 26 Jan 1994, CERN, Geneva, (1994).

[Caspers, 92]: F. Caspers, E. Jensen y F. Ruggiero, *3rd European Particle Accelerator Conference (EPAC)*, Berlin, 1992 (Editions Frontières Gif-sur-Yvette, 1992), p. 889.

[CDF, 94]: Colaboración CDF, FERMILAB-PUB-94/097-E.

[Chimenti, 92]: V. Chimenti, A. Clozza, H. Hsieh y C. Vaccarezza, *3rd European Particle Accelerator Conference (EPAC)*, Berlin, 1992 (Editions Frontières Gif-sur-Yvette, 1992), p. 1564.

[Dugan, 93]: G. Dugan, SSCL Report SSCL-610, Enero (1993).

[Dwyer, 77]: D.J. Dwyer, G.W. Simmons y R.P. Wei, *Surf. Sci.* **64**, 617 (1977).

[Dylla, 83]: H.F. Dylla y W.R. Blanchard, *J. Vac. Sci. Technol.*, A 1 (2), 1297 (1983).

[Fischer, 65]: G.E. Fischer y R.A. Mack, *J. Vac. Sci. Technol.*, 2, 123, (1965).

[Fischer, 72]: G.E. Fischer y K. Zankel, CERN Internal Report, CERN-ISR-VA/72-52, 9 de Noviembre (1972).

[Foerster, 90]: C. Foerster, H. J. Halama, G. Korn, *J. Vac. Sci. Technol.*, A 8 (3), 2856 (1990).

[Foerster, 92]: C. Foerster, H. J. Halama, G. Korn, *J. Vac. Sci. Technol.*, A 10 (4), 2077 (1992).

[Fowler, 77]: J.D. Fowler et al, *J. Am. Ceram. Soc.* 60, 155 (1977).

[Gómez-Goñi, 94a]: J. Gómez-Goñi, O. Gröbner y A.G. Mathewson, aceptado para su publicación en *J. Vac. Sci. Technol.*, A 12 (4) (1994).

[Gómez-Goñi, 94b]: J. Gómez-Goñi, A. Grillot y A.G. Mathewson, AT-VA Tech. Note en preparación.

[Grillot, 78]: A. Grillot, ISR-VA Technical Note, 17 de Agosto 1978.

[Gröbner, 83]: O. Gröbner, A.G. Mathewson, R. Souchet, H. Störi y P. Strubin, *Vacuum* 33 (7), 397 (1983).

[Gröbner, 89]: O. Gröbner, A.G. Mathewson, P. Strubin, E. Alge y R. Souchet, *J. Vac. Sci. Technol.*, A 7 (2), 223 (1989).

[Gröbner, 90]: O. Gröbner, A.G. Mathewson, P. Strubin, P. Marin y R. Souchet, *Conf Proceedings N° 236, Vacuum Design of Synchrotron Light Sources, Argonne*, p 313, 13-15 Noviembre 1990.

[Gröbner, 91]: O. Gröbner, A.G. Mathewson y A. Poncet, CERN AT/VA Tech. Note 91-02, (1991).

[Gröbner, 93]: O. Gröbner, A.G. Mathewson y P. Marin, CERN AT Report 93-12, (1993).

- [Guignard, 77]: G. Guignard, CERN 77-10, 6 Junio 1977.
- [Henke, 77]: B.L. Henke y J.A. Smith, J. Appl. Phys., vol. 48 p. 1852 (1977).
- [Hilleret, 77]: N. Hilleret y R.S. Calder, Proceedings 7th International Vacuum Congress & 3rd International Conference on Solid Surfaces, R. Dobrozemsky et al. eds, Viena, 1977, p 227.
- [Hobson, 93]: J.P. Hobson y K.M. Welch, J. Vac. Sci. Technol. A 11, 1566 (1993).
- [Laurent, 94]: J.M. Laurent, CERN AT-VA, Comunicación privada.
- [LEP, 83]: The LEP Injector Study Group, LEP Design Report, vol. I, CERN-LEP/TH/83-29, CERN, Geneva, 1983.
- [LHC, 91]: LHC Study Group, "Design study of the Large Hadron Collider", CERN 91-03, 1991.
- [LHC, 92]: LHC General Meeting, "Towards the LHC experimental programme", Proceedings, Evian-les-Bains, 5-8 Marzo 1992.
- [LHC, 93]: LHC Study Group, "The Large Hadron Collider accelerator project" Y. Baconnier et al. Eds., CERN/AC/93-03(LHC), 8 Nov 1993, CERN, Geneva, (1993).
- [Malev, 72]: M.D. Malev, Vacuum 23, 43, (1972).
- [Mathewson, 76]: A.G. Mathewson, Proc. Int. Conf. on Plasma Wall Interactions, p 517, 18-22 de Octubre, Jülich, Pergamon, Nueva York, (1976).
- [Mathewson, 85]: A.G. Mathewson, CERN AT/VA Tech. Note, (1985).
- [Mathewson, 89]: A.G. Mathewson, M. Andritschky, A. Grillot, O. Gröbner y P. Strubin, Proceedings of the 22nd Annual Symp on "Surface Conditioning of Vacuum Systems", 3-7 Abril 1989, Los Angeles (USA).

[Mathewson, 90]: A.G. Mathewson, O. Gröbner, P. Strubin, P. Marin y R. Souchet, Proceedings of the Conference on Vacuum Design of Synchrotron Light Sources, Argonne, IL, AVS Series 12, Number 236, American Institute of Physics (1990).

[Mathewson, 93a]: A.G. Mathewson, CERN AT/VA Tech. Note 93-11, (1993).

[Mathewson, 93b]: A.G. Mathewson, Vacuum 44, 479, (1993).

[Mokal, 92]: A.H. Mokal-Evensen, CERN AT/VA Tech. Note 92-08, (1992).

[PDG, 92]: Particle Data Group, Review of Particle Properties, Phys. Rev. D, 45, (1992).

[Puipe, 92]: J. Cl. Puipe y W. Saxer, Werner Flühmann AG, Ringstrasse 9, Dübendorf 1, CH-8600, Switzerland, XV th Int. Conf. on High Energy Accelerators, Hamburg, Germany, July 20-24, 1992, Supercollider 4, Editado by J. Nonte, Plenum Press, New York, 1992.

[Ragnar, 91]: R. Ragnar, Dept. de Física y Tecnología de la Medida, Universidad de Linköping, Suecia, Comunicación Privada (1991).

[Redhead, 68]: P.A. Redhead, J.P. Hobson y E.V. Kornelsen, (1968), "The Physical Basis of Ultrahigh Vacuum", 1ª Edición 1968, AVS Classics, AIP, New York, ed. 1993.

[Ruiz, 93]: E. Ruiz, L. Walling, Y. Goren y N. Spayd, CAP 93, Pleasanton, 22-26 Febrero, 1993.

[Ruiz-Rivas, 93]: U. Ruiz-Rivas, AT-VA Tech. Note 93-15, Diciembre (1993).

[Schmüser, 87]: P. Schmüser en Proc. CERN Accel. School, Aarhus, 1986, CERN 87-10 23 de julio, Ginebra (1987).

[Schumann, 88]: F. Schumann, Tesis Doctoral, Universidad de París VI, París, (1988).

[Turner, 93]: W.C. Turner, Proceedings of the XXth Particle Accelerator Conference, 17-20 Mayo, Washington D.C., EEUU (1993).

[Wallén, 93]: E. Wallén, CERN AT/VA Tech. Note 93-17, (1993).

[Wallén, 94]: E. Wallén, CERN AT-VA, Comunicación privada, (1994).

[Watanabe, 80]: K. Watanabe, S. Maeda, T. Yamashina y A.G. Mathewson, J. Nucl. Mat. 93-94, 679, (1980).

