
UNIVERSIDADE DE SANTIAGO DE COMPOSTELA

FACULDADE DE FÍSICA
Departamento de Física de Partículas

**ESTUDIO DOS PARÁMETROS DE DERIVA NAS
CÁMARAS MDC DO ESPECTRÓMETRO HADES**

Memoria presentada por:
MIGUEL ÁNGEL ROZAS PICHEL
para optar ó
Grao de Licenciado en Física
Nadal 1999

Índice Xeral

1	Introducción: as cámaras de deriva de HADES	1
2	A ecuación de Holstein-Boltzmann	9
2.1	A ecuación de Boltzmann	10
2.1.1	A función de distribución	10
2.1.2	A ecuación de continuidade da función de distribución	10
2.2	Contribución elástica	11
2.3	Contribución inelástica	14
2.4	A aproximación de dous termos	15
2.5	A ecuación de Holstein: resolución e programación	17
2.5.1	Resolución	18
2.5.2	Cálculo dos coeficientes de transporte	19
3	Estudio dos gases nobres puros	23
3.1	A aproximación de dous termos nos gases nobres.	23
3.2	Helio	25
3.2.1	Parámetros de deriva	29
3.3	Neon	35
3.3.1	Parámetros de deriva	39
3.4	Cripton	42
3.4.1	Parámetros de deriva	44
3.5	Xenon	49
3.5.1	Parámetros de deriva	54
4	Misturas dos gases nobres co CH₄	57
4.1	Misturas do helio	59
4.2	Misturas do neon	62
4.3	Misturas do cripton	65

ÍNDICE XERAL

4.4	Misturas do xenon.	67
5	Isobutano e as súas misturas con gases nobres	71
5.1	Estudio do isobutano puro	74
5.2	Misturas isobutano-argon	77
5.2.1	Mistura argon 80% isobutano 20%	77
5.2.2	Outras misturas isobutano-argon	88
5.3	Isobutano-neon	90
5.4	Isobutano-helio	95
6	Modelado da xeometría dunha cámara de deriva de Hades	103
6.1	Xeometría da cámara de deriva Prototyp-0	103
6.2	Distribución de campo e potencial na cela de deriva	104
6.3	O gas da cámara de deriva	107
6.3.1	Aplicación da mistura de helio-isobutano ás cámaras de deriva de HADES	110
6.4	Distribución do tempo de chegada dos electróns	111
6.4.1	Discusión dos resultados da simulación	112
7	Conclusiones	127

Índice de Figuras

1.1	Esquema dunha cámara de deriva, onde a voltaxe do ánodo é +AV1, a dos cátodos varía entre 0 e -AV2 e a dos fíos de campo é -AV2. A inclusión dos fíos do campo permite ter un campo eléctrico o máis uniforme posible. Móstranse as liñas equipotenciais.	2
1.2	Corte transversal do espectrómetro HADES	4
1.3	Estructura dunha cámara de deriva de HADES.	5
3.1	Coefficiente de asimetría obtido para o helio, o neon, o cripton e o xenon.	26
3.2	Seccións eficaces de transferencia de momento e inelásticas do helio. Compárase coas ofrecidas por Pack [48], Milloy [34], Register [39] e Brunger [49]	28
3.3	Funcións de densidade electrónica fronte á enerxía no helio. Representase para varios valores do campo reducido, expresado en V/cm·Torr	32
3.4	Velocidade de deriva de electróns en helio. Compárase cos valores experimentais de Phelps et al. [29], Anderson [60], Crompton et al. [31], Milloy e Crompton [34] e Kükükarpati et al. [40].	33
3.5	Enerxía característica transversal dos electróns no helio. Compárase coas medicións de Crompton et al. [31], Townsend e Bailey [26], Warren e Parker [30] Lakshminarasimha e Lucas [36].	34
3.6	Seccións eficaces de transferencia de momento e inelásticas do neon. Compárase coas ofrecidas por Saha [76], Register [68], Gulley [87], [63] e Heer [64]	36

ÍNDICE DE FIGURAS

3.7	Funcións de densidade electrónica fronte á enerxía no neon. Representábase para varios valores do campo reducido, expresado en V/cm·Torr	39
3.8	Velocidade de deriva dos electróns en Neon. Compárase cos resultados das medicións de Bowe [57], Pack e Phelps [58], Küçükarpaci et al. [40], Anderson [60] e Robertson [63].	40
3.9	Enerxía característica transversal dos electróns en neon. Compárase cos valores medidos por Al-Amin e Lucas [70] e os calculados por Orient [61], Hughes [62] e Küçükarpaci et al. [40].	41
3.10	Seccións eficaces de transferencia de momento e inelásticas do cripton. Compárase coas ofrecidas por Bell [73], Weyhreter [74], Srivastava [65] e de Heer [64]	43
3.11	Funcións de densidade electrónica fronte á enerxía no cripton. Representábase para varios valores do campo reducido, expresado en V/cm·Torr	44
3.12	Velocidade de deriva de electróns en cripton. Compárase cos valores medidos por Bowe [57], Pack et al. [59], Hunter et al. [71], Küçükarpaci e Lucas [66] e Nakamura e Naitoh [75].	47
3.13	Enerxía característica transversal dos electróns en cripton. Compárase cos valores calculados por Suzuki et al. [77], Pack et al. [48], Hunter et al. [71] e os medidos por Koizumi et al. [69] e Al-Amin e Lucas [70]	48
3.14	Seccións eficaces de transferencia de momento e inelásticas do xenon. Compárase coas ofrecidas por Hayashi [41], Pack [48], Gibson [89] e de Heer [64]	50
3.15	Funcións de densidade electrónica fronte á enerxía no xenon. Representábase para varios valores do campo reducido, expresado en V/cm·Torr	51
3.16	Velocidade de deriva dos electróns en xenon. Compárase cos resultados medidos por Pack et al. [59], Hunter et al. [71], Patrick et al. [80], Brooks et al. [67] e Hashimoto e Nakamura [79]	54
3.17	Enerxía característica transversal dos electróns en xenon. Compárase cos valores calculados por Suzuki et al. [84], Pack et al. [48], Hunter et al. [71] e cos medidos por Koizumi et al. [69]	55
4.1	Seccións eficaces de dispersión de electróns no CH ₄ , segundo o traballo de H. Álvarez Pol [18] [19].	58

ÍNDICE DE FIGURAS

4.2	Velocidade de deriva de electróns en varias misturas helio-metano. Os datos experimentais son de Schmidt [98], Schmidt e Martens [47], Bernardini et al. [52] e Becker et al. [90]	59
4.3	Velocidade de deriva de electróns en varias misturas helio-metano. Os datos experimentais son de Becker et al. [90]	60
4.4	Velocidade de deriva de electróns en varias misturas helio-metano. Os datos experimentais son de von Hagel et al. [55]. . .	61
4.5	Energía característica transversal dos electróns en misturas de helio e metano. Compárase cos valores experimentais ofrecidos por Schmidt e Martens [47] e von Hagel et al. [55].	62
4.6	Velocidade de deriva de electróns en varias misturas neon-metano. Os datos experimentais son de Schmidt [98], Lehraus et al. [95], Alber et al. [86] e Becker et al. [90]	63
4.7	Velocidade de deriva de electróns en varias misturas neon-metano. Os datos experimentais son de Becker et al. [90]	64
4.8	Velocidade de deriva de electróns en varias misturas cripton-metano. Os datos experimentais son de Schmidt [98], Lehraus et al. [95], Kunst et al. [85] e Becker et al. [90].	65
4.9	Velocidade de deriva de electróns en varias misturas cripton-metano. Os datos experimentais son de Becker et al. [90]. . . .	66
4.10	Velocidade de deriva de electróns en varias misturas xenon-metano. Os datos experimentais son de Lehraus et al. [95] e Becker et al. [90].	68
4.11	Velocidade de deriva de electróns en varias misturas xenon-metano. Os datos experimentais son de Becker et al. [90]. . . .	69
5.1	Coeficiente de asimetría obtido para o isobutano.	72
5.2	Funcións de densidade electrónica fronte á enerxía no isobutano. Representase para varios valores do campo reducido, expresado en V/cm·Torr	73
5.3	Seccións eficaces de dispersión de electróns en isobutano en enerxías menores de 1 eV. Compárase a sección eficaz de transferencia de momento coa ofrecida por Biagi [56]	75
5.4	Velocidade de deriva dos electróns en isobutano. Compárase cos resultados das medicións de Breskin e Chechik [97], Lehraus et al. [95], Va'vra et al. [100], Schultz e Gresser [93] e Schmidt [98]	76

ÍNDICE DE FIGURAS

5.5	Velocidade de deriva de electróns na mistura argon 80% isobutano 20%. Os datos experimentais son de Becker et al. [90] e Ma et al. [94]	78
5.6	Seccións eficaces de transferencia de momento e inelásticas do isobutano. Compárase a sección eficaz de transferencia de momento coa ofrecida por Biagi [56].	79
5.7	Segunda, terceira, cuarta e quinta seccións eficaces de vibración do isobutano empregadas neste traballo en comparación coas ofrecidas por Biagi [56].	80
5.8	Velocidade de deriva dos electróns en isobutano. Compárase cos resultados das medicións de Breskin e Chechik [97], Lehraus et al. [95], Va'vra et al. [100], Schultz e Gresser [93] e Schmidt [98]	86
5.9	Enerxía característica transversal dos electróns en isobutano. Compárase cos valores teóricos ofrecidos por Palladino e Sadoulet [92] e Schultz e Gresser [93].	87
5.10	Velocidade de deriva de electróns en varias misturas argon-isobutano. Os datos experimentais son de Breskin et al. [91], Becker et al. [90] e Ma et al. [94]	88
5.11	Velocidade de deriva de electróns en varias misturas argon-isobutano. Os datos experimentais son de Breskin et al. [91] e Ma et al. [94]	89
5.12	Funcións de densidade electrónica fronte á enerxía nas misturas argon 80% isobutano 20% e argon 93% isobutano 7%. Representase para varios valores do campo reducido, expresado en V/cm·Torr	91
5.13	Velocidade de deriva de electróns en misturas neon-isobutano. Os datos experimentais son de Lehraus et al. [96].	92
5.14	Velocidade de deriva de electróns en misturas neon-isobutano. Os datos experimentais son de Lehraus et al. [96].	93
5.15	Funcións de densidade electrónica fronte á enerxía nas misturas neon 92% isobutano 8% e neon 96% isobutano 4%. Representase para varios valores do campo reducido, expresado en V/cm·Torr	94
5.16	Velocidade de deriva de electróns en varias misturas helio-isobutano. Os datos experimentais son de Bernardini et al. [52].	95

ÍNDICE DE FIGURAS

5.17	Velocidade de deriva de electróns en varias misturas helio-isobutano. Os datos experimentais son de Bernardini et al. [52], Schmidt e Martens [47], Becker et al. [90] e Grab [42] . . .	96
5.18	Velocidade de deriva de electróns en varias misturas helio-isobutano. Os datos experimentais son de Becker et al. [90] e Gan et al. [53].	97
5.19	Funcións de densidade electrónica fronte á enerxía nas misturas helio 60% isobutano 40% e helio 80% isobutano 20%. Representase para varios valores do campo reducido, expresado en V/cm·Torr	99
5.20	Enerxía característica transversal dos electróns en varias misturas helio-isobutano. Os datos experimentais son de von Hagel et al. [55] e Schmidt e Martens [47].	100
5.21	Enerxía característica transversal dos electróns en varias misturas helio-isobutano deducidas neste traballo.	101
6.1	Esquema da xeometría da cámara de deriva Prototyp-0.	104
6.2	Representación, coma diagrama de superficie, da intensidade do campo eléctrico. Vense nos extremos dúas series paralelas de fíos de cátodo e entre elas os fíos de campo.	105
6.3	Evolución do campo eléctrico dentro dunha cela de deriva nos planos de lectura.	106
6.4	Liñas do campo eléctrico nunha cela de deriva.	108
6.5	Liñas equipotenciais dentro da cela de deriva.	109
6.6	Traxectoria dunha partícula ó través dunha cela de deriva. O ángulo co eixe vertical é de 15°. As liñas continuas mostran o percorrido de deriva dos electróns. As liñas discontinuas e as cruces marcan as isocronas.	113
6.7	Representación do tempo de chegada de electróns calculado para a mistura de helio 80% e isobutano 20%. Calculouse a distribución de tempo de chegada para catro ángulos distintos da traxectoria da partícula ionizante co eixe y. A distancia ó fío sensor fai referencia á distancia entre este e a traxectoria. Na parte inferior móstrase a dispersión do tempo de chegada. As gráficas están feitas para os electróns máis rápidos.	114

ÍNDICE DE FIGURAS

- 6.8 Representación do tempo de chegada de electróns calculado para a mistura de helio 60% e isobutano 40%. Calculouse a distribución de tempo de chegada para catro ángulos distintos da traxectoria da partícula ionizante co eixe y . A distancia ó fío sensor fai referencia á distancia entre este e a traxectoria. Na parte inferior móstrase a dispersión do tempo de chegada. As gráficas están feitas para os electróns máis rápidos. 115
- 6.9 Percorrido dunha partícula ionizante a través da cela de deriva nas proximidades do fío de sinal. As liñas que unen a traxectoria co fío indican o camiño de deriva dos electróns. As cruces e as liñas discontinuas indican as isocronas. 116
- 6.10 Histograma co número de primeiros electróns que chegan ó fío de sinal segundo o tempo de chegada cando a traxectoria da partícula pasa a unha distancia de $305 \mu\text{m}$ do fío de sinal. . . 118
- 6.11 Percorrido dunha partícula ionizante a través da cela de deriva nas proximidades do fío de campo. As liñas que unen a traxectoria co fío indican o camiño de deriva dos electróns. As liñas discontinuas indican as isocronas. 119
- 6.12 Histograma co número de primeiros electróns que chegan ó fío de sinal segundo o tempo de chegada cando a traxectoria da partícula pasa a unha distancia de $2745 \mu\text{m}$ do fío de sinal. . . 120
- 6.13 Percorrido dunha partícula ionizante a través da cela de deriva a media distancia entre o fío de sinal e o fío de campo. As liñas que unen a traxectoria co fío indican o camiño de deriva dos electróns. As cruces e as liñas discontinuas indican as isocronas. 121
- 6.14 Histograma co número de primeiros electróns que chegan ó fío de sinal segundo o tempo de chegada cando a traxectoria da partícula pasa a unha distancia de $1525 \mu\text{m}$ do fío de sinal. . . 122
- 6.15 Representación do tempo de chegada dos electróns calculado para a mistura de helio 80% e isobutano 20%. Calculouse a distribución de tempo de chegada para catro ángulos distintos da traxectoria da partícula ionizante co eixe y . A distancia ó fío sensor fai referencia á distancia entre este e a traxectoria. Na parte inferior móstrase a dispersión do tempo de chegada. As gráficas están feitas para os electróns que chegan en décimo lugar. 124

ÍNDICE DE FIGURAS

- 6.16 Representación do tempo de chegada dos electróns calculado para a mistura de helio 60% e isobutano 40%. Calculouse a distribución de tempo de chegada para catro ángulos distintos da traxectoria da partícula ionizante co eixe y. A distancia ó fío sensor fai referencia á distancia entre este e a traxectoria. Na parte inferior móstrase a dispersión do tempo de chegada. As gráficas están feitas para os electróns que chegan en décimo lugar. 125

Índice de Táboas

3.1	Sección eficaz de transferencia de momento do He. As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-15}cm^2	30
3.2	Sección eficaz de excitación ós estados tripletes do He. As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-16}cm^2	31
3.3	Sección eficaz de excitación ós estados singletes do He. As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-16}cm^2	31
3.4	Sección eficaz de ionización do He. As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-16}cm^2	31
3.5	Sección eficaz de transferencia de momento do Ne. As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-15}cm^2	37
3.6	Sección eficaz de excitación do Ne. As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-16}cm^2	38
3.7	Sección eficaz de ionización do Ne. As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-16}cm^2	38
3.8	Sección eficaz de transferencia de momento do Kr. As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-15}cm^2	45
3.9	Sección eficaz de excitación do Kr. As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-16}cm^2	46
3.10	Sección eficaz de ionización do Kr. As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-16}cm^2	46
3.11	Sección eficaz de transferencia de momento do Xe. As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-15}cm^2	52
3.12	Sección eficaz de excitación do Xe. As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-16}cm^2	53
3.13	Sección eficaz de ionización do Xe. As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-16}cm^2	53
5.1	Sección eficaz de transferencia de momento do i-C ₄ H ₁₀ . As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-15}cm^2	81

ÍNDICE DE TÁBOAS

5.2	Primeira sección eficaz de vibración do i-C ₄ H ₁₀ . As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10 ⁻¹⁸ cm ²	82
5.3	Segunda sección eficaz de vibración do i-C ₄ H ₁₀ . As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10 ⁻¹⁷ cm ²	83
5.4	Terceira sección eficaz de vibración do i-C ₄ H ₁₀ . As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10 ⁻¹⁷ cm ²	84
5.5	Cuarta sección eficaz de vibración do i-C ₄ H ₁₀ . As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10 ⁻¹⁷ cm ²	84
5.6	Quinta sección eficaz de vibración do i-C ₄ H ₁₀ . As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10 ⁻¹⁷ cm ²	85
5.7	Primeira sección eficaz de excitación do i-C ₄ H ₁₀ . As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10 ⁻¹⁷ cm ²	85
5.8	Segunda sección eficaz de excitación do i-C ₄ H ₁₀ . As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10 ⁻¹⁷ cm ²	85
5.9	Sección eficaz de ionización do i-C ₄ H ₁₀ . As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10 ⁻¹⁷ cm ²	85
6.1	Número de pares ión-electrón por centímetro, primarios (N_p) e totais (N_t) en tres misturas de helio e isobutano. O primeiro número nas concentracións indica a porcentaxe de helio. Os datos foron sacados da referencia [51].	110

Capítulo 1

Introducción: as cámaras de deriva de HADES

O experimento HADES pretende investiga-las propiedades dos mesóns vectoriais ρ , ϕ , e ω en medios de alta densidade bariónica. Para isto estudíase o canal de desintegración destes mesóns en dileptóns (pares electrón-positrón). A produción dos mesóns dentro da materia nuclear conséguese mediante colisións nucleares de feixes de ións pesados, pións e protóns.

No experimento traballan científicos de nove países europeos. O espectrómetro está sendo instalado no laboratorio GSI de Darmstadt (Alemaña).

Para poder selecciona-los dileptóns e medi-la súa masa invariante, cómpre construír un espectrómetro capaz de proporcionar unha alta aceptación e resolución na reconstrución de masas. O espectrómetro HADES foi construído con estes obxectivos. Ten unha simetría hexagonal ó redor do eixe do feixe. Está organizado en seis sectores onde diversos detectores (en cada sector hay un RICH (común a todos), dúas parellas de cámaras de deriva, un TOF e un detector de cascadas electromagnéticas) proporcionan a información necesaria.

No conxunto de detectores que hai no espectrómetro, parte fundamental son as cámaras de deriva. Con estas cámaras reconstrúense as traxectorias das partículas cargadas, o que permite, coa axuda dun imán toroidal superconductor, a determinación do momento das partículas cargadas. Antes da súa construción foi imprescindible estudia-lo seu deseño mediante simulacións para determinar a mellor configuración, en función das características que se queren ter.

A cámara de deriva é un tipo de detector de ionización empregado para

CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN: AS CÁMARAS DE DERIVA DE HADES

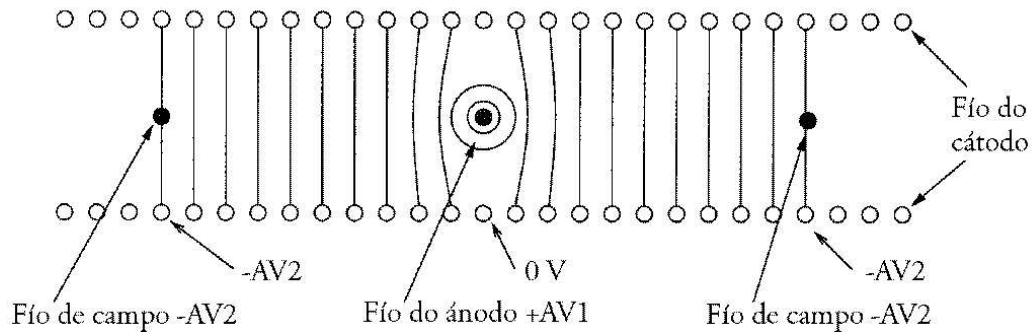


Figura 1.1: Esquema dunha cámara de deriva, onde a voltaxe do ánodo é $+AV1$, a dos cátodos varía entre 0 e $-AV2$ e a dos fíos de campo é $-AV2$. A inclusión dos fíos do campo permite ter un campo eléctrico o máis uniforme posible. Móstranse as liñas equipotenciais.

determina-la traxectoria de partículas. O seu funcionamento está baseado na deriva de electróns nun gas: se na rexión onde está o gas existe un campo eléctrico os electróns derivarían seguindo as liñas de campo. Con esta idea o esquema da cámara de deriva sería unha rexión (cela) de deriva chea de gas onde, por medio dun ánodo e un cátodo e outros fíos auxiliares (fíos de campo), existe un campo eléctrico (ver figura 1.1). Cando unha partícula cargada atravesa un medio gaseoso, ioniza os átomos e moléculas do gas creando pares electrón-ión. Entón os electróns derivarían cara ó ánodo (chamado fío sensor) onde a súa chegada pode ser detectada coa electrónica adecuada. Se é posible determinar cando a partícula atravesa a rexión onde está o gas e a velocidade de deriva dos electróns u é coñecida, entón a distancia entre o fío sensor e o lugar onde se produciron os electróns (é dicir, onde pasou a partícula) é

$$x = \int_{t_0}^{t_1} u dt$$

onde t_0 é o tempo de chegada da partícula e t_1 é o tempo no que aparece un sinal no ánodo. O caso ideal sería ter unha velocidade de deriva constante, o que implicaría ter un campo eléctrico de deriva apropiado para ter unha relación linear entre tempo e distancia.

Para determinar cando a partícula cargada atravesa a rexión de deriva, emprégase un centelleador que, colocado antes ou despois da cámara de deriva, cobre toda a área sensible da cámara. Cando a partícula o atravesa,

este centelleador dispara un reloxo que é parado polo sinal creado no ánodo. Isto proporciona o tempo de deriva.

Para cubrir unha zona moi ampla a cámara de deriva está formada por moitas celas de deriva. Para obter varios puntos da traxectoria da partícula empréganse varias cámaras de deriva.

A reconstrucción das traxectorias das partículas cargadas permite, coa axuda dun imán toroidal superconductor, a determinación do momento das partículas cargadas. A xeometría das cámaras de deriva empregadas no espectrómetro HADES xa está actualmente establecida e moitas delas están xa construídas. Consisten en catro detectores trapezoidais de tamaño crecente, dous antes e dous despois da área do campo magnético creado por un imán superconductor toroidal [103] [101] (ver figura 1.2). Cada detector contén seis módulos de deriva, cada un dos cales cobre 60 graos de ángulo azimutal. O tamaño dos planos varía entre $88 \times 80 \text{ cm}^2$ a $280 \times 230 \text{ cm}^2$, onde o primeiro número indica a altura e o segundo a lonxitude da base máis longa. En cada un dos módulos os fíos forman coa horizontal ángulos de 40° , -20° , 0° , 0° , 20° e -40° . Con esta configuración conséguese diminuí-lo risco de perda de información por dobre impacto (ver figura 1.3) .

O volume activo de cada módulo subdivídese nunhas 1000 celas de deriva, con orientacións diferentes por medio dun total de 13 planos con fíos. O número total de celas de deriva é de 27000. O tamaño das celas de deriva é menor nas cámaras interiores pois nestas a densidade esperada das partículas é maior. Así, as celas nas cámaras de deriva exteriores teñen un tamaño de $14 \times 10 \text{ mm}^2$ mentres que nas interiores o tamaño é de $5 \times 5 \text{ mm}^2$ (o primeiro número é a distancia entre dous fíos de sinal e o segundo a distancia entre dous cátodos).

Polas características do experimento, as cámaras de deriva servirán para determina-la traza de partículas de baixo momento ($< 0.4 \text{ GeV}/c^2$). Para estas partículas a principal razón dunha mala resolución é a dispersión múltiple que sofren. Para te-la mínima dispersión posible cómpre usar materiais lixeiros na construción da cámara e unha mistura de gases baseada no helio. Da mistura de gases falarase nos capítulos quinto e sexto. En canto ós materiais empregados, os fíos de sinal están feitos de tungsteno cuberto de ouro e teñen un diámetro de $20 \mu\text{m}$; os fíos de campo e cátodos son de aluminio e teñen un grosor de $80 \mu\text{m}$; as fiestras están feitas de capas de mylar aluminizado de $12 \mu\text{m}$ de grosor.

Para investiga-la xeometría do campo dentro dunha cela de deriva e estudia-las propiedades da mistura de gases empregada é necesario facer

CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN: AS CÁMARAS DE DERIVA DE
HADES

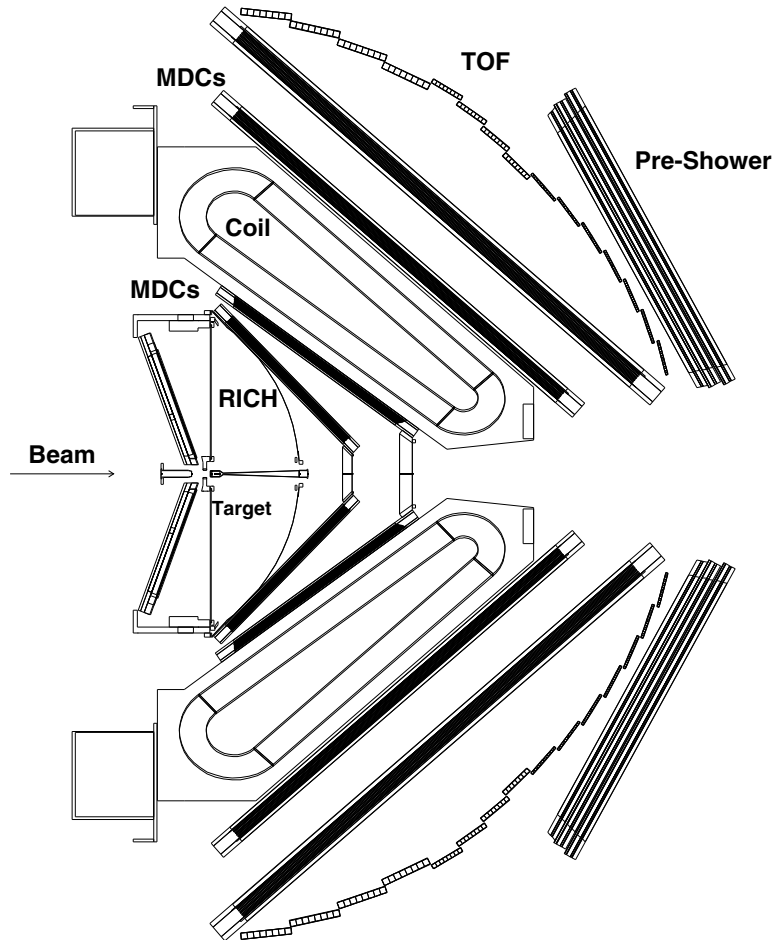


Figura 1.2: Corte transversal do espectrómetro HADES

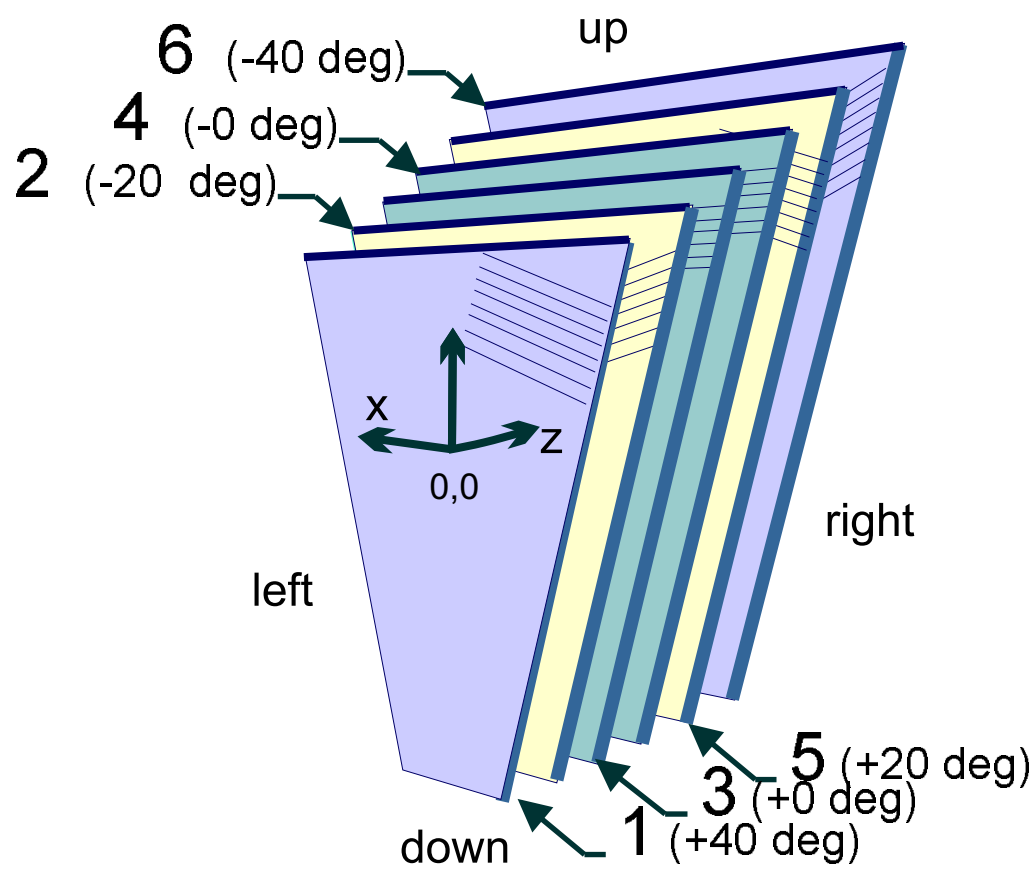


Figura 1.3: Estrutura dunha cámara de deriva de HADES.

CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN: AS CÁMARAS DE DERIVA DE HADES

operacións de simulación mediante o programa de ordenador Garfield. Este programa creado no CERN é amplamente empregado para simular cámaras de deriva con moi bos resultados. Os resultados obtidos neste traballo, expóñense no capítulo sexto.

Garfield [102] é un programa escrito en Fortran-77 para a simulación detallada de cámaras de deriva bidimensionais consistentes en fíos finos e planos equipotenciais. Para isto, dada unha xeometría para a cámara de deriva, o programa pode calcula-lo mapa do campo no interior da cámara e trata-la deriva das partículas. Con axuda doutros programas que calculen o campo en tres dimensións pode tamén traballar con cámaras de deriva tridimensionais podendo estudia-la deriva de partículas incluíndo difusión, avalanchas ou correntes inducidas tamén en tres dimensións.

Cando o programa calcula a deriva de electróns e ións na cámara de deriva, necesita unha descripción detallada do gas. Esta descripción pode ser introducida polo usuario dando datos experimentais ou mediante programas que poidan calcula-las propiedades de transporte dos electróns. Garfield ten unha interface con outros dous programas: Magboltz e Heed. O primeiro calcula as propiedades de transporte de electróns en gases solucionando a ecuación de Boltzmann. O segundo simula a ionización das moléculas do gas cando unha partícula atravesa a cámara mediante técnicas de Monte Carlo.

Entre as operacións que pode facer o programa están:

- Mapa de campos e debuxo e tabulación de distintas funcións do campo.
- Axuda para optimiza-lo valor dos potenciais dos distintos fíos.
- Cálculo e debuxo das liñas de deriva de electróns e ións.
- Táboas con tempos de deriva e relación entre a posición da traxectoria da partícula e o tempo de deriva.
- Simulación dos sinais inducidos por partículas cargadas que atravesan a cámara, tendo en conta o pulso dos electróns e a cola dos ións. O sinal simulado pode ser usado como entrada en programas de simulación de circuítos coma Spice.

As propiedades do gas son fundamentais no funcionamento das cámaras de deriva e, aínda que a xeometría sexa óptima, se non se ten un gas adecuado, a cámara de deriva pode non obter uns resultados óptimos para o experimento. No experimento HADES a compoñente principal da mistura de gases

coa que se traballa será o helio. Isto é debido a que, polas características do experimento, vanse estudar preferentemente leptóns de baixo momento ($<0.4 \text{ GeV}/c^2$). Para estas partículas, a principal razón dunha mala resolución na determinación do seu momento, é a dispersión múltiple que sofren. Para evitala, na medida do posible, é imprescindible o uso dun gas moi lixeiro coma o helio. A falta de ionización primaria no helio é solucionada empregando isobutano, que ademais serve coma gas extintor.

Neste traballo estudarase as propiedades da composición óptima do gas das cámaras de deriva de HADES mediante o método da nube de electróns. Unha nube de electróns consiste nun elevado número de electróns, distribuídos aleatoriamente nun determinado volume, cunha densidade numérica n que deriva n seo dun gas dunha densidade numérica N moito maior. A enerxía media e a distribución de enerxía da nube están determinadas polo valor de E/N onde E é o campo eléctrico. A calquera valor dado de E/N o estado de movemento dos electróns está completamente descrito por un conxunto de cantidades macroscópicas chamadas *parámetros de transporte*.

O método da nube de electróns permite estudia-las seccións eficaces de dispersión dos electróns nun gas nun rango de enerxías de entre $\sim 10 \text{ meV}$ ata varios eV, rango no que outras técnicas teñen dificultades para estudar. Isto resalta a importancia deste método. Pero o estudio das seccións eficaces coa axuda da nube de electróns ten un problema intrínseco: as cantidades desexadas (as seccións eficaces en función da enerxía dos electróns) están relacionadas coas cantidades directamente medibles (os parámetros de transporte, como velocidades de deriva ou enerxías características, en función dos campos externos, a densidade numérica do gas e a temperatura) ó través dunha función de distribución dos electróns que normalmente non é maxwelliana e a miúdo ten unha forma complexa. Así, o método consistiría nun pesado proceso recorrente na procura dun conxunto consistente de seccións eficaces que reproduzan os coeficientes de transporte experimentais, resolvendo primeiro a ecuación de transporte de Boltzmann, axeitadamente formulada, que ten por solución a función de distribución dos electróns. O xeito clásico de atopalo conxunto de seccións eficaces sería mediante “proba e erro”, algo fortemente dependente da experiencia e paciencia do investigador e suxeito a certo grao de falta de coidado. Isto constituíu no pasado unha fonte de crítica sobre a validez e a unicidade das seccións eficaces derivadas dos parámetros de transporte.

No presente traballo farase uso dun programa creado no GENP (grupo experimental de núcleos e partículas) do Departamento de Física de Partícu-

CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN: AS CÁMARAS DE DERIVA DE HADES

las da Universidade de Santiago de Compostela que permite calcula-los parámetros de deriva de electróns en gases. Incorporaranse estes resultados ó estudio das cámaras de deriva mediante o programa GARFIELD.

Tras esta introducción, no segundo capítulo, explícase o programa utilizado para o estudio dos gases, baseado na resolución da ecuación de Holstein-Boltzmann, ecuación que se explicará. Gracias o programa pódense investigar os gases mediante o método da nube de electróns. Os gases que se queren estudar son o helio e o isobutano e ás súas misturas. Como xa se explicará, o estudio do helio é relativamente sinxelo, pero non ocorre o mesmo para o isobutano. Para estudar este gas dun xeito adecuado é imprescindible estudia-las súas misturas cos gases nobres. Por isto, empezamos no terceiro capítulo, ademais de co helio, expoñendo os resultados obtidos con outros gases nobres. Como comprobación de que o estudio dos gases nobres é correcto, no capítulo cuarto, farase un estudio de misturas dos gases nobres con CH_4 , gas que ten moitas referencias bibliográficas, para unha gran cantidade de misturas. No capítulo quinto analízase o isobutano.

No capítulo sexto aplícanse os coñecementos adquiridos nas misturas de helio e isobutano nas cámaras de deriva de HADES. Primeiro explicárase a xeometría das cámaras de deriva e logo estudarase a deriva dos electróns nas cámaras coa axuda do programa GARFIELD.

Por último, no capítulo sétimo expóñense as conclusións deste traballo.

Capítulo 2

A ecuación de Holstein-Boltzmann

A obtención das seccións eficaces de dispersión de electróns de diferentes gases partindo dos datos de transporte de electróns comezou na década de 1920 co traballo de Townsend e Ramsauer. Neses primeiros anos o método de traballo consistía en medir a velocidade de deriva dos electróns no gas estudado en función do campo reducido E/p (é dicir, o campo eléctrico dividido pola presión) e calcula-las seccións eficaces, invertindo a integral que relaciona a velocidade de deriva coa sección eficaz de transferencia de momento, usando unha expresión aproximada para a función de distribución dos electróns. Esta técnica foi facéndose máis sofisticada co tempo. Na década de 1960 A. V. Phelps e varios colaboradores [3], [4], [5], comezaron a aplicar ordenadores para resolver a ecuación de transporte de Boltzmann e así obter unha función de distribución de electróns precisa válida na presenza de colisións inelásticas e incluso de colisións superelásticas. Gracias a Phelps e especialmente ó escrupuloso e minucioso traballo de Crompton, Elford e os seus colaboradores¹ o método foi amplamente aceptado coma válido e proporcionou máis información sobre a difusión de electróns de baixa enerxía por átomos e moléculas que calquera outro método experimental.

¹Un resumo dos seus métodos e logros pode atoparse na referencia [8], seccións 10.6, 11.3.5 e capítulo 13.

2.1 A ecuación de Boltzmann

Na dedución das seccións eficaces dos gases a partir dos parámetros de deriva dunha nube de electróns, é indispensable resolve-la ecuación de transporte de Boltzmann. Pero debido ás dificultades analíticas que aparecen con esta ecuación, é necesario recurrir á aproximación Holstein seguindo o camiño proposto por T. Holstein [2]. A continuación veremos estas ecuacións.

2.1.1 A función de distribución

Para o estudo do estado microscópico dunha nube de electrónsno seo dun gas, cómpre introduci-la chamada función de distribución $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ onde \vec{r} é o vector de posición no espacio ordinario e \vec{v} o vector de posición no espacio de velocidades, ante a imposibilidade do coñecemento do movemento de tódalas súas partículas en cada instante. O significado da función de distribución é o seguinte: $f(\vec{r}, \vec{v}, t)d\vec{r}d\vec{v}$ representa o número medio de partículas que no instante t ocupan posicións situadas entre \vec{r} e $\vec{r}+d\vec{r}$ con velocidades comprendidas entre \vec{v} e $\vec{v} + d\vec{v}$. Tendo en conta isto a densidade local de partículas sería $n(\vec{r}, t) = \int f(\vec{r}, \vec{v}, t)d^3\vec{v}$. E se quixesemos sabe-lo valor medio local dunha función $\chi(\vec{r}, \vec{v})$ habería que facer $\chi(\vec{r}, t) = \frac{1}{n(\vec{r}, t)} \int \chi(\vec{r}, \vec{v})f(\vec{r}, \vec{v}, t)d^3\vec{v}$.²

Polo tanto, é evidente que para poder estudia-lo gas o primeiro obxectivo é calcular $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$. Para isto hai que ter en conta que a función de distribución debe satisfacer unha ecuación de continuidade no espacio de posicións e velocidades. Esta ecuación é a *ecuación de Boltzmann*.

2.1.2 A ecuación de continuidade da función de distribución

A ecuación de Boltzmann permite calcula-la evolución temporal da función de distribución. A súa forma vén determinada pola conservación do fluxo de partículas dentro do elemento de volume $d\vec{r}d\vec{v}$ do espacio de fases, supoñendo que o sistema se atope en estado estacionario.

Se consideramos que na rexión de estudo existe un campo de forzas ex-

²Por exemplo, a velocidade local media sería $\vec{V}(\vec{r}, t) = \frac{1}{n(\vec{r}, t)} \int \vec{v}f(\vec{r}, \vec{v}, t)d^3\vec{v}$ sendo $\vec{V}(\vec{r}, t)$ a velocidade macroscópica do gas no punto e instante considerado.

2.2. CONTRIBUCIÓN ELÁSTICA

terno \vec{F} , independente de \vec{r} e \vec{v} , a ecuación de Boltzmann vén dada por

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial}{\partial \vec{r}} + \frac{\vec{F}}{m} \frac{\partial}{\partial \vec{v}} \right) f(\vec{r}, \vec{v}, t) = \left(\frac{\partial f(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial t} \right)_{col.} \quad (2.1)$$

onde m é a masa das partículas que se moven no seo do gas.

No caso da nube de electróns, o campo \vec{F} consiste no campo eléctrico e no campo magnético. Neste traballo só se fará uso do campo eléctrico³ así que a ecuación de Boltzmann 2.1 pasaría a ser

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial}{\partial \vec{r}} - \frac{e\vec{E}}{m} \frac{\partial}{\partial \vec{v}} \right) f(\vec{r}, \vec{v}, t) = \left(\frac{\partial f(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial t} \right)_{col.} \quad (2.2)$$

onde e é a carga do electrón e m a súa masa.

Na ecuación de Boltzmann o termo $\left(\frac{\partial f(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial t} \right)_{col.}$ representa o cambio da función de distribución debido ás colisións dos electróns cos compoñentes do gas do gas no que se moven. Farase a suposición de que a cantidade de moléculas excitadas ou ionizadas será pequena e polo tanto non se terán en conta as colisións entre os electróns e estas moléculas. Agora cómpre especificar este termo tendo en conta tanto as interaccións elásticas coma as inelásticas.

2.2 Contribución elástica

Cando un electrón de masa m e enerxía $\varepsilon = \frac{1}{2}mv^2$ choca elasticamente cunha molécula de masa M e é dispersado un ángulo ψ , cede unha certa fracción da súa enerxía á molécula. Agora supoñamos que a enerxía dos electróns que compoñen a nube é suficientemente baixa coma para que non existan procesos inelásticos, pero considerablemente maior que a enerxía térmica das moléculas, de tal xeito que estas poidan ser consideradas en reposo. Cunha análise clásica da colisión e desprezando termos cuadráticos de m/M (pois obviamente $m \ll M$) obtense que a fracción de enerxía perdida por colisión é

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = 2 \frac{\Delta v}{v} = 2 \frac{v' - v}{v'} = 2 \frac{m}{M} (1 - \cos\psi) \quad (2.3)$$

³Para a aplicación do campo eléctrico e do magnético ve-la referencia [22] e as indicadas nela.

onde v' é o módulo da velocidade inicial do electrón e v , o da final. E, do anterior, obtense

$$\frac{v}{v'} = 1 - \frac{m}{M} (1 - \cos\psi) \quad (2.4)$$

Esta información será necesaria para atopar-la expresión de $\left(\frac{\partial f(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial t}\right)_{col.e.}$, a parte de $\left(\frac{\partial f(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial t}\right)_{col.}$ que ten en conta as colisións elásticas. Esta virá dada, sinxelamente, pola diferenca entre o número de electróns que entran e os que saen no elemento de volume $d\vec{r}d\vec{v}$.

Electróns que saen de $d\vec{r}d\vec{v}$

O número de electróns que saen de $d\vec{r}d\vec{v}$ nun tempo dt é igual ó número de electróns que hai nese elemento de volume, $f(\vec{r}, \vec{v}, t)d\vec{r}d\vec{v}$, multiplicado pola probabilidade de que un electrón saia. Esta probabilidade é

$$T(v, \psi, dt, d\Omega') = Nvq_m(v, \psi) d\Omega' dt \quad (2.5)$$

onde ψ é o ángulo co que sae dispersado o electrón, $d\Omega'$ é o ángulo sólido polo que sae, $q_m(v, \psi)$ é a sección eficaz diferencial elástica, N é a densidade de moléculas do gas e v é a velocidade do electrón antes da colisión.

Polo tanto o número de electróns de $d\vec{r}d\vec{v}$ que saen cara a $d\Omega'$ no tempo dt é

$$T(v, \psi, dt, d\Omega') f d\vec{v}d\vec{r} = Nfvq_m(v, \psi) d\vec{r}d\vec{v}d\Omega' dt \quad (2.6)$$

E a cantidade total de electróns que saen do elemento de volume $d\vec{r}d\vec{v}$ atópase integrando a anterior cantidade para todo o ángulo sólido. Así obtense que esta cantidade é igual a

$$Nfv d\vec{r}d\vec{v} dt \int_{\Omega'} q_m(v, \psi) d\Omega' \quad (2.7)$$

Electróns que entran en $d\vec{r}d\vec{v}$

Para calcula-lo número de electróns que entran en $d\vec{r}d\vec{v}$ hai que considera-lo número de electróns que saen dun elemento diferencial de volume $d\vec{r}d\vec{v}'$ próximo a $d\vec{r}d\vec{v}$ e ter en conta a condición imposta por 2.4. Como se viu antes, a probabilidade de que un electrón saia de $d\vec{r}d\vec{v}'$ no tempo dt é

$$T(v', \psi, dt, d\Omega) = Nv'q_m(v', \psi) d\Omega dt \quad (2.8)$$

2.2. CONTRIBUCIÓN ELÁSTICA

Como interesan os electróns que vaian a $d\vec{r}d\vec{v}$, neste caso $d\Omega$ será o ángulo sólido subtendido por $d\vec{r}d\vec{v}$ visto dende o punto de orixe do electrón. Se se introduce a condición da ecuación 2.4, a probabilidade de que un electrón do elemento $d\vec{r}d\vec{v}'$ con velocidade v' entre en $d\vec{r}d\vec{v}$ cunha velocidade entre v e $v + dv$ nun tempo dt é

$$T(v', v, \psi, dt, dv, d\Omega) = Nv'q_m(v', \psi) \delta\left(v - \left[v' - \frac{v'm}{M}(1 - \cos\psi)\right]\right) dv d\Omega dt \quad (2.9)$$

De xeito análogo ó caso das saídas, o número total de electróns que entran en $d\vec{r}d\vec{v}$ ven dado por

$$\int_{\vec{v}'} f(\vec{r}, \vec{v}', t) q_m(v', \psi) \delta\left(v - \left[v' - \frac{v'm}{M}(1 - \cos\psi)\right]\right) Nv' dv d\Omega dt d\vec{r} d\vec{v}' \quad (2.10)$$

Se se emprega $d\vec{v} = v^2 d\Omega dv$, $d\vec{v}' = v'^2 d\Omega' dv'$ e as propiedades da delta de Dirac $\delta[g(x)] = \sum_j \frac{\delta(x-x_j)}{|g'(x_j)|}$ (onde $g'(x)$ é a derivada de $g(x)$ e x_j son os ceros simples da función $g(x)$) e $\int g(x) \delta(x-x_i) dx = g(x_i)$, a expresión 2.10 pódese escribir coma

$$dt d\vec{v} d\vec{r} \int_{\Omega'} f(\vec{r}, \vec{v}', t) q_m(v', \psi) \left(\frac{v'}{v}\right)^3 Nv' d\Omega' \quad (2.11)$$

Contribución elástica

Agora xa se pode obte-la expresión de $\left(\frac{\partial f(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial t}\right)_{col.e.}$. A diferenza entre 2.11 e 2.7 dará $\left(\frac{\partial f(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial t}\right)_{col.e.} d\vec{v} d\vec{r} dt$ e polo tanto obtense, escrito en coordenadas polares co eixo polar paralelo a \vec{v} ,

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{col.e.} = Nv \int_{\Omega'} [f(\theta', \varphi', v', x, t) \left(\frac{v'}{v}\right)^4 q_m(v', \psi) - f(\theta, \varphi, v, x, t) q_m(v, \psi)] d\Omega' \quad (2.12)$$

Como v' debe ser aproximadamente igual a v , pois o cambio que se pode producir entre as velocidades inicial e final é moi pequeno, pódese facer un desenvolvemento de Taylor centrado en v :

$$f(\theta', \varphi', v', x, t) \left(\frac{v'}{v}\right)^4 q_m(v', \psi) = f(\theta', \varphi', v, x, t) q_m(v, \psi)$$

$$+\frac{m}{M}(1-\cos\psi)\frac{1}{v^3}\frac{\partial}{\partial v}\left[v^4f(\theta',\varphi',v,x,t)q_m(v,\psi)\right]+\dots$$

E con isto 2.12 quedaría coma

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{col.e} &= Nv \int_{\Omega'} [f(\theta',\varphi',v,x,t) - f(\theta,\varphi,v,x,t)] q_m(v,\psi) d\Omega' \\ &+ \frac{N}{v^2} \frac{m}{M} \frac{\partial}{\partial v} \int_{\Omega'} (1-\cos\psi) q_m(v,\psi) v^4 f(\theta',\varphi',v,x,t) d\Omega' \end{aligned} \quad (2.13)$$

2.3 Contribución inelástica

Para atopar a expresión da parte de $\left(\frac{\partial f(\vec{r},\vec{v},t)}{\partial t}\right)_{col.}$ relativa ás colisións inelásticas, $\left(\frac{\partial f(\vec{r},\vec{v},t)}{\partial t}\right)_{col.i.}$, hai que ter en conta unha nova ecuación de conservación, considerando que cómpre unha cantidade de enerxía mínima para producir unha colisión inelástica e que esta é a enerxía que perde o electrón:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}mv'^2 - \frac{1}{2}mv^2 &= \frac{1}{2}mv_i^2 \\ v'^2 - v^2 &= v_i^2 \end{aligned} \quad (2.14)$$

onde m é a masa do electrón; v' , a súa velocidade antes da colisión; v , a súa velocidade despois da colisión e v_i , a velocidade necesaria para a produción do proceso inelástico.

O cálculo que hai que facer agora é semellante ó que se fixo antes. A ecuación 2.14 aparece no proceso mediante unha delta de Dirac, do mesmo xeito que se introducía a ecuación 2.4 anteriormente na contribución elástica. Se se chama $q_i(v,\psi)$ á sección eficaz diferencial de colisión inelástica do proceso inelástico i ,

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{col.i.} &= \sum_i Nv \int_{\Omega'} [f(\theta',\varphi',v',x,t) \left(\frac{v'}{v}\right)^2 q_i(v',\psi) \\ &- f(\theta,\varphi,v,x,t) q_i(v,\psi)] d\Omega' \end{aligned} \quad (2.15)$$

Como agora a velocidade despois da colisión non ten que ser semellante á velocidade antes da colisión, non se pode facer unha aproximación como no caso elástico.

2.4 A aproximación de dous termos

Substituíndo 2.13 e 2.15 en 2.2 obteríase (co campo eléctrico na dirección do eixe x)

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} = & -v_x \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{eE}{m} \frac{\partial f}{\partial v_x} + \\ & + Nv \int_{\Omega'} [f(\theta', \varphi', v, x, t) - f(\theta, \varphi, v, x, t)] q_m(v, \psi) d\Omega' + \\ & + \frac{N}{v^2} \frac{m}{M} \frac{\partial}{\partial v} \int_{\Omega'} (1 - \cos \psi) q_m(v, \psi) v^4 f(\theta', \varphi', v, x, t) d\Omega' + \\ & + \sum_i Nv \int_{\Omega'} [f(\theta', \varphi', v', x, t) \left(\frac{v'}{v}\right)^2 q_i(v', \psi) - \\ & - f(\theta, \varphi, v, x, t) q_i(v, \psi)] d\Omega' \end{aligned} \quad (2.16)$$

Vese que queda unha ecuación integro-diferencial en cinco variables independentes $(\theta, \varphi, v, x, t)$. Para resolvela desenvóléronse varios métodos. O que dominou a teoría de transporte de electróns dende os tempos de Holstein [2] foi a chamada aproximación de dous termos. Dende finais da década de 1970 a análise teórica avanzou considerablemente, como desexo de supera-las limitacións que ten a aproximación de dous termos. Así empezaron a xurdir as chamadas análises multitermo, que pretenden calcula-los parámetros da nube de electróns en gases de forma exacta. A primeira destas foi dada por Lin et al. [11] e dende entón un considerable número de teorías multitermo foron publicadas nun tempo relativamente curto⁴. Como estas análises multitermo semellaban necesitar un considerable tempo de cálculo computacional comparado coa aproximación de dous termos, na década de 1980 volveuse a ter en conta, por motivos prácticos, métodos a metade de camiño, coma o de tres termos, que xa fora estudiado nos anos setenta [17].

Aquí empregárase a aproximación de dous termos que foi usada por primeira vez por Lorentz e perfeccionada por Morse et al. [1]. Este método consiste en desenvolver formalmente a función de distribución nunha serie de harmónicos esféricos

$$f(\vec{r}, \vec{v}, t) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l f_{lm}(\vec{r}, v, t) Y_{lm}^{\dagger}(\theta, \varphi) \quad (2.17)$$

(onde $Y_{lm}(\theta, \varphi) \equiv P_l^{|m|}(\cos \theta) e^{im\varphi}$) e quedarse só cos dous primeiros termos do desenvolvemento. Isto está xustificadado ó considerar que a distribución de

⁴Ver, por exemplo, as referencias [12], [14], [15] e [16]

velocidades do electrón é practicamente simétrica no espazo de velocidades. Isto é válido polo menos para as colisións elásticas, onde se pode esperar que os electróns sufran grandes cambios na dirección da velocidade pero pequenas perdas de enerxía (como se viu, a perda fraccional de enerxía é da orde de $\frac{2m}{M}$). Polo tanto as colisións elásticas teñen o efecto dunha rápida distribución aleatoria da dirección da velocidade [11]. Así pódese considerar que $f(\theta, \varphi, v, x, t)$ é practicamente simétrica no espazo de velocidades, o que permite facer a anterior aproximación collendo na serie de armónicos esféricos $l = 0, 1$ $m = 0$, eliminando ademais a dependencia en φ . A función distribución coa que se traballaría agora sería

$$f(\theta, v, x, t) \simeq f_0(v, x, t) + \cos\theta f_1(v, x, t) \quad (2.18)$$

Que $f(\theta, \varphi, v, x, t)$ sexa practicamente simétrica no espazo de velocidades non pode ser asumido como certo cando as colisións inelásticas son importantes. Neste caso os electróns serían dispersados inelásticamente con velocidades próximas a cero en troques de estenderse no espazo de velocidades [9] [21]⁵. Isto faría que f tivese un marcado carácter direccional no espazo de velocidades e sería necesario coller termos máis alá de $l = 1$ na ecuación 2.17.

En xeral, a aproximación de dous termos pódese considerar boa se a sección eficaz total inelástica é moito máis pequena que a sección eficaz elástica. Para establecer se a aproximación é correcta, Mathieson e El Hakeem [10] definiron o chamado coeficiente de asimetría como $\langle \frac{f_1}{f_0} \rangle$ (o valor medio do cociente entre os valores que adquiren os coeficientes da primeira e segunda orde do desenvolvemento da función de distribución) para establecer se a aproximación é correcta. Como f_0 describe a dispersión isotropa e f_1 , a anisótropa, cando o coeficiente sexa pequeno (moito menor ca un) a aproximación de dous termos será boa.

Substituíndo 2.18 en 2.16 e operando⁶ obtense a ecuación de Holstein-

⁵O efecto da anisotropía pode atoparse no máximo da velocidade de deriva en función de E/p de varios gases poliatómicos coma o CH_4 [18] con seccións eficaces inelásticas preto do mínimo de Ramsauer. Esquemáticamente o que acontece é que antes do mínimo predomina a isotropía, e a velocidade de deriva (que informa do movemento do centro da nube) é baixa. Preto do mínimo de Ramsauer aparece a anisotropía, tódolos electróns tenden a ir na mesma dirección e a velocidade de deriva aumenta. Cando volve a aumentar a sección eficaz elástica a isotropía volve a aparecer e a velocidade volve a baixar.

⁶O cálculo completo pódese atopar na referencia [18]. O máis importante neste cálculo é que se considera que a función de distribución non ten dependencia espacial, que afectará ós parámetros que se poden calcular.

2.5. A ECUACIÓN DE HOLSTEIN: RESOLUCIÓN E PROGRAMACIÓN

Boltzmann que se intentará resolver:

$$\left[\frac{(eE)^2}{3} \frac{\varepsilon}{NQ_m} + 2m\kappa T \varepsilon^2 \frac{NQ_m}{M} \right] \frac{dF_0}{d\varepsilon} + 2m\varepsilon^2 \frac{NQ_m}{M} F_0 + \sum_i \int_{\varepsilon}^{\varepsilon+\varepsilon_i} \varepsilon' F_0(\varepsilon') NQ_i(\varepsilon') d\varepsilon' = 0 \quad (2.19)$$

onde $Q_m = 2\pi \int_0^\pi (1 - \cos \psi) q_m(v, \psi) \sin \psi d\psi$ é a sección eficaz de transferencia de momento, $Q_i = 2\pi \int_0^\pi q_i(v, \psi) \sin \psi d\psi$, a sección eficaz total de colisións inelásticas i , ε , a enerxía final dos electróns, ε_i , a enerxía que perden na colisión inelástica i , κ , a constante de Boltzmann, T , a temperatura á que se atopa o gas e $F_0(\varepsilon) = 4\pi \sqrt{\frac{2}{m^3}} f_0(v)$ é a nova función de distribución en función da enerxía e que compre a condición de normalización

$$\int_0^\infty F_0(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon = 1 \quad (2.20)$$

Cando se resolva a ecuación de Holstein-Boltzmann o coeficiente de asimetría poderase calcular mediante a expresión

$$\left\langle \frac{f_1}{f_0} \right\rangle = -\frac{E}{p} \int_0^\infty \frac{\left(\frac{\varepsilon}{\kappa T}\right)^{\frac{1}{2}} dF_0}{Q_m dz} dz \quad (2.21)$$

2.5 A ecuación de Holstein: resolución e programación

Agora tratarase de resolver a ecuación de Holstein-Boltzmann 2.19. Para isto é conveniente facer unha serie de cambios de variables na ecuación, seguindo o traballo de Frost e Phelps [3]. Estes cambios se producen na escala das seccións eficaces, da variable enerxética e da definición de constantes, e son os seguintes:

$$\begin{aligned} \alpha &= \left(\frac{E}{p}\right)^2 \frac{M_0 e^2}{6mQ_0^2} & \theta &= \frac{Q_m}{\frac{M}{M_0}} \\ \eta_i &= \frac{M_0 Q_i}{2mQ_0} & \theta' &= \frac{Q_m}{Q_0} \\ z &= \frac{\varepsilon}{\kappa T} & F_0(z) &= (\kappa T)^{\frac{3}{2}} F_0(\varepsilon) \end{aligned} \quad (2.22)$$

onde $Q_0 = 10^{-15} \text{cm}^2$ é constante, M_0 é a masa do átomo de hidróxeno, p é a presión. A condición de normalización para a nova distribución F_0 convírtese en

$$\int_0^\infty F_0(z) \sqrt{z} dz = 1 \quad (2.23)$$

Cos anteriores cambios a ecuación 2.19 escríbese coma

$$z \left[\frac{\alpha}{\theta'} + z\theta \right] \left(\frac{dF_0(z)}{dz} \right) + z^2 \theta F_0(z) + \sum_i \int_z^{z+z_i} z' F_0(z') \eta_i(z') dz' = 0 \quad (2.24)$$

Misturas

No caso das misturas a ecuación de Holstein-Boltzmann 2.24 debe ser modificada para ter en conta a presión parcial de cada gas na mistura e, polo tanto, a distinta probabilidade que teñen os electróns de colisionar cos diferentes gases. Isto faise supoñendo que os electróns colisionarán porcentualmente con cada gas. Así, a ecuación 2.24 convírtese en

$$z \left[\frac{\alpha}{\theta'} + z\theta \right] \left(\frac{dF_0(z)}{dz} \right) + z^2 \theta F_0(z) + \sum_k \sum_i \int_z^{z+z_{ik}} z' F_0(z') \eta_{ik}(z') dz' = 0 \quad (2.25)$$

onde k indica o gas da mistura con fracción molar f_k e presión parcial $p \times f_k$. Agora os cambios de variables 2.22 serán

$$\begin{aligned} \alpha &= \left(\frac{E}{p} \right)^2 \frac{M_0 e^2}{6mQ_0^2} & \theta &= \sum_k f_k \frac{\frac{Q_{mk}}{Q_0}}{\frac{M_k}{M_0}} \\ \eta_{ik} &= f_k \frac{M_0 Q_{ik}}{2mQ_0} & \theta' &= \sum_k f_k \frac{Q_{mk}}{Q_0} \end{aligned} \quad (2.26)$$

2.5.1 Resolución

A ecuación 2.24 pódese resolver nun proceso iterativo, seguindo o procedemento descrito por Mathieson e El Hakeem [10]⁷. En primeiro lugar, reordénanse os termos da ecuación para conseguir nun dos membros a derivada

⁷Seguiuise este mesmo procedemento nos traballos feitos dentro do Grupo Experimental de Núcleos e Partículas do Departamento de Física de Partículas da Universidade de Santiago de Compostela por H. Álvarez Pol [18] e F. Varela Rodríguez [20]. Un método diferente, onde se intenta escribir 2.24 coma unha ecuación diferencial linear inhomoxénea de primeira orde, no traballo de B. Fernández Domínguez [24].

2.5. A ECUACIÓN DE HOLSTEIN: RESOLUCIÓN E PROGRAMACIÓN

logarítmica da función de distribución, obtendo

$$-\frac{1}{F_0} \frac{dF_0}{dz} = G(z) \quad (2.27)$$

onde

$$G(z) = \frac{z\theta\theta' + \frac{\theta'S(z,F_0)}{zF_0}}{z\theta\theta' + \alpha} \quad (2.28)$$

e

$$S(z, F_0) = \sum_i \sum_k \int_z^{z+z_{ik}} F_0(z') z' \eta_{ik}(z') dz' \quad (2.29)$$

A función de distribución pódese atopar integrando na variable z a ecuación 2.27:

$$F_0(z) = A e^{-\int_0^z G(z') dz'} \quad (2.30)$$

onde a constante A queda fixada pola condición de normalización 2.23.

Agora pódese resolve-la ecuación de Holstein-Boltzmann de xeito aproximado, seguindo un proceso iterativo: pártese dunha función de distribución F_0 de proba (que se chamará $F_0^{(0)}$) que se introduce en 2.28 para atopar o valor da función auxiliar $G(z)$. Substituíndo isto en 2.30 pódese atopar outra función de distribución $F_0^{(1)}$, coa que se volve a repeti-lo procedemento anterior. Para reduci-lo tempo de computación, en sucesivos cálculos, emprégase a función de distribución obtida como resultado de extrapola-la sucesión de funcións obtidas en pasos anteriores. Tense así o proceso iterativo, no que se obtén unha sucesión de funcións de distribución $\{F_0^{(n)}\}$ que se vai aproximando á solución F_0 da ecuación 2.24. O proceso remátase, ou cando cumpra un determinado criterio de converxencia, segundo o cal as funcións obtidas en iteracións sucesivas diferéncianse pouco, ou cando unha propiedade integral da distribución (coma a enerxía media ou a velocidade de deriva) se estabilice. O número de iteracións que fai o programa depende do gas, do campo reducido e da precisión requerida no criterio de converxencia. Todo o proceso realízase para cada un dos valores do campo reducido que se queiran estudar.

Para máis información ve-las referencias [18] e [20].

2.5.2 Cálculo dos coeficientes de transporte

Unha vez calculada a función de distribución pódense atopar os dintintos parámetros de deriva e a información de interese no estudio do paso dos electróns polo gas do seguinte xeito:

- Velocidade de deriva:

$$u = - \left(\frac{E}{p} \right) \left(\frac{2e^2 \kappa T}{9Q_0^2 m} \right)^{\frac{1}{2}} \int_0^\infty \frac{z}{\theta'} \frac{dF_0}{dz} dz \quad (2.31)$$

Este parámetro dá a velocidade coa que se move o centro da nube de electróns na dirección do campo eléctrico externo e polo tanto non ten que coincidir coa velocidade dun electrón de proba. Se non houberse campo, o movemento dos electróns sería totalmente aleatorio e non se observaría movemento neto do centro de gravidade da nube de electróns.

- Coeficiente de difusión transversal ó campo:

$$D_t = \frac{1}{p} \left(\frac{2(\kappa T)^3}{9Q_0^2 m} \right)^{\frac{1}{2}} \int_0^\infty \frac{z}{\theta'} F_0 dz \quad (2.32)$$

Esta magnitude ofrece unha medida cuantitativa do alargamento na distribución espacial da nube de electróns debido ás colisións que se producen segundo a nube se move no gas.

- Enerxía media dos electróns:

$$\bar{\varepsilon} = \kappa T \int_0^\infty z^{\frac{3}{2}} F_0(z) dz \quad (2.33)$$

A enerxía media dá o valor promedio da enerxía dos electróns que derivan no gas cando se alcanza a situación de equilibrio. Aínda que este parámetro é importante dende o punto de vista teórico, non se pode medir experimentalmente. Por isto introdúcese a enerxía característica transversal.

- Enerxía característica transversal:

$$\varepsilon_k = \frac{eD_t}{\mu} \quad (2.34)$$

onde $\mu = \frac{u}{E}$ é a mobilidade electrónica.

Vese que a enerxía característica só é unha combinación de outros parámetros de deriva, pero a súa importancia radica en que pode ser

2.5. A ECUACIÓN DE HOLSTEIN: RESOLUCIÓN E PROGRAMACIÓN

determinada experimentalmente. Particularizando para o caso de gas ideal e supoñendo que as cargas están en equilibrio térmico pódese relaciona-la enerxía característica transversal coa enerxía media mediante a expresión $\varepsilon_k = \frac{2}{3}\bar{\varepsilon}$.

Capítulo 3

Estudio dos gases nobres puros

3.1 A aproximación de dous termos nos gases nobres.

A deriva constante dunha nube de electróns nun gas baixo a influencia dun campo eléctrico é descrita por tres parámetros: a velocidade de deriva informa sobre o movemento do centro da nube ó longo das liñas de campo e as enerxías características lonxitudinal e transversal sobre a dispersión debido á difusión lonxitudinal e transversal á dirección das liñas do campo. Para un gas ou mistura de gases dada, estes parámetros de transporte son función do campo reducido E/P , é dicir, o cociente entre o campo eléctrico no que se move a nube de electróns e a presión á que se atopa o gas ou mistura de gases¹.

No método da nube de electróns, para determina-las seccións eficaces, pártese dos parámetros anteriores. Nembargantes, o feito de ter que deducilas seccións eficaces a partir dun número tan limitado de parámetros de transporte macroscópicos medibles e que non dependen directamente do que se desexa determinar, é o principal inconveniente deste método. Isto implica que os mellores resultados obtidos con esta técnica se alcancen naqueles casos nos que só actúa un proceso de dispersión con dependencia moderada da enerxía, como sucede no helio e no neon, gases nos que as seccións deducidas por este método practicamente coinciden coas obtidas experimentalmente ou con outras técnicas teóricas.

¹Baixo as condicións comunmente empregadas nos detectores, os parámetros de deriva son independentes da temperatura.

Cando a dependencia coa enerxía é moi pronunciada, aínda cando só haxa dispersión elástica, a simplicidade e seguridade do método vese afectada. Isto é o que acontece nos gases nobres pesados (argon, cripton, xenon) onde a sección eficaz de transferencia de momento chega a variar en máis de dúas ordes de magnitude no mínimo de Ramsauer-Townsend. Para estes casos son necesarios datos moi precisos dos parámetros de deriva para obter unha precisión razoable. Desgraciadamente o parámetro de transporte que se pode medir con máis precisión, a velocidade de deriva, depende principalmente da magnitude da sección eficaz de transferencia de momento para electróns de menos de ~ 0.1 eV e máis de ~ 4 eV e polo tanto é practicamente insensible á forma do mínimo (que está a $\sim 0.3-0.8$ eV) [69] [71], o que fai que haxa que traballar con coeficientes máis complicados de medir, como son as enerxías características que si son moi sensibles ó comportamento da sección eficaz no rango de enerxías entre ~ 0.1 e ~ 1 eV [69]².

Se combinamos a forte dependencia coa enerxía coa aparición de procesos inelásticos o estudio complícase aínda máis obtendo serios problemas de ambigüidade nas seccións eficaces como sucede en moléculas de tanto interese coma os hidrocarburos lixeiros e os seus homólogos coma o CF_4 . Incluso no CH_4 , que é o gas mellor estudado deste grupo, admítase posible derivar un número infinito de grupos diferentes de seccións eficaces elásticas e inelásticas que describan tódolos coeficientes de transporte dentro dos límites típicos de incertidumbre [88]. Isto, por suposto, é totalmente insatisfactorio tanto para o estudo dos procesos de dispersión coma para o deseño de aparellos baseados na deriva de electróns.

Polo tanto, os resultados aquí obtidos para as seccións eficaces sempre hai que consideralos coma os que se atoparon máis axeitados para reproducirlos parámetros de transporte experimentais dispoñibles.

Hai que sinalar que neste traballo só se traballará con dous parámetros de deriva: a velocidade de deriva e a enerxía característica transversal. Non se pode traballar coa enerxía característica lonxitudinal porque na dedución da ecuación 2.19 empregouse a aproximación de que a función de distribución non tiña dependencia espacial. Da enerxía característica lonxitudinal pódense atopar valores experimentais doadamente, aínda que, ó ser unha cantidade que depende moito da dispersión anisótropa, non pode ser estu-

²Recentemente propúxose empregar-lo ángulo de desviación magnética coma un parámetro de transporte adicional pois combina unha gran sensibilidade ás seccións e precisión na súa medida [88].

3.2. HELIO

diada correctamente, coa aproximación de dous termos, cando a sección eficaz inelástica total sexa importante comparada coa de transferencia de momento [21], [13]. En todo caso existen expresións para calcula-la enerxía característica lonxitudinal mediante a aproximación de dous termos [6] [7], que foron aplicadas por Pack et al. [48] nos gases nobres cun moi bo acordo entre os resultados teóricos e os experimentais. Para poder calculala cómpre non desprezia-la dependencia espacial da función de distribución.

Nos detectores gaseosos cómpre usar gases nobres porque permiten a multiplicación da carga a valores do campo eléctrico menores que o resto dos gases³. Por isto empezárase co estudio dos gases nobres He, Ne, Kr, Xe⁴. Nestes gases a única sección eficaz que teñen nun rango moi amplo de enerxías é a de transferencia de momento. Isto permite traballar coas aproximacións empregadas na deducción da ecuación de Boltzmann-Holstein sen temor algún, pois quedan plenamente xustificadas.

Para aclarar un pouco isto, pódese observa-lo coeficiente de asimetría para os distintos gases no rango de campo reducido estudiado na figura 3.1. Nos gases nobres o coeficiente de asimetría sempre toma valores moi pequenos chegando como máximo a valores de ~ 0.15 no neon para campos reducidos de ata ~ 10 V/(cm·Torr). Por isto, pódese afirmar que no caso dos gases nobres non hai ningún problema para emprega-la aproximación de dous termos.

3.2 Helio

O estudio do helio reviste moito interese: nos últimos dez anos véñesen empregando con asiduidade misturas de gases baseadas no helio en cámaras de deriva [43] [45] [46] [47] [50] [53] [54]. Tradicionalmente foi o argon a base das misturas usadas nestes detectores debido ó seu baixo custo, baixo potencial de ionización (15.76 eV), alta ganancia e baixa difusión lonxitudinal dun electrón (100-250 μm . por centímetro de deriva). Durante moitos anos pensouse que o helio non servía para as cámaras de deriva debido ó seu alto potencial de ionización (24.59 eV), baixa ionización primaria (4.8 pares electrón-ión por centímetro en condicións normais de presión e temperatura) e longa difusión dun electrón (580 $\mu\text{m}/\sqrt{cm}$). Pero a construción de instalacións cunha

³No resto de gases a enerxía de ionización é xeralmente menor, pero a presenza de outros procesos inelásticos, como vibración e rotación da molécula, impide ós electróns acadar-las enerxías de ionización.

⁴O argon foi estudiado no traballo de H. A. Pol [18]

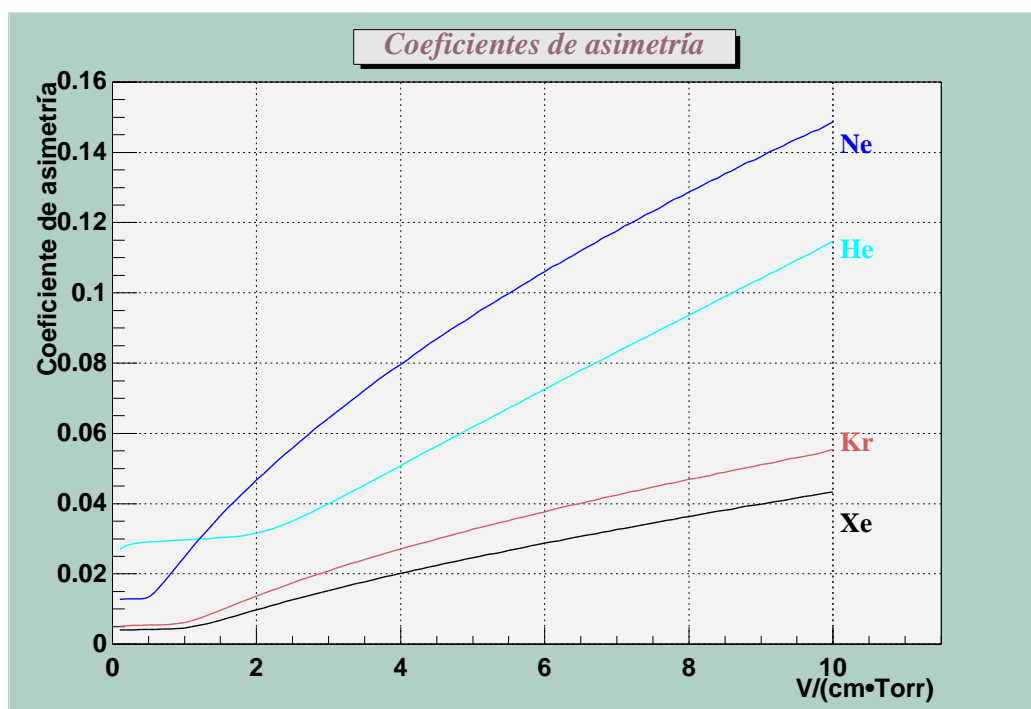


Figura 3.1: Coeficiente de asimetría obtido para o helio, o neon, o cripton e o xenon.

3.2. HELIO

alta densidade de trazas e baixa enerxía (~ 1 GeV) (fábricas de ϕ ou B, por exemplo) onde é necesaria unha boa resolución do momento e de dúas trazas distintas, motivou o uso dun gas con baixo número atómico para reduci-la dispersión múltiple, principal causa de mala resolución a baixo momento. Así a primeira vantaxe do helio respecto do argon é que ten unha lonxitude de radiación unhas 50 veces maior (5299 metros fronte a 110 metros)⁵. Ademais a sección eficaz de absorción de fotóns é menor, o que permite reduci-lo fondo debido a fotóns producidos por radiación sincrotrón en experimentos en aneis de almacenamento de altas correntes de e^+e^- . Outra vantaxe do helio é o pequeno ángulo de Lorentz (ángulo de desviación da nube de electróns respecto do campo eléctrico en presenza dun campo magnético cruzado)[51] o que é interesante cando haxa presenza de campos magnéticos. Para evita-los problemas de baixa ionización e longa difusión cómpre mistura-lo helio con outros gases, como por exemplo dimetileter, dióxido de carbono, etano ou isobutano.

Ademais das cámaras de deriva, as misturas de helio tamén se poden empregar en TPCs, detectores nos que antes se usaba o argon, pois permiten unha mellor resolución debido á menor dispersión múltiple e á menor velocidade de deriva [86].

Os resultados de distintos autores [33] [37] [39] [48] [44] [49] [34] [41] [56] foron tidos en conta para determina-la sección eficaz inicial considerada no programa, tentando logo modificala para alcanzar un mellor axuste ós parámetros de deriva

Na figura 3.2 represéntase as seccións eficaces obtidas neste traballo en comparación coas ofrecidas por algúns autores. As colisións dos electróns cos átomos de helio foron agrupadas en catro tipos: elásticas, de excitación ós estados tripletes (ortohelio), de excitación ós estados singletes (parahelio) e de ionización [35] [40]. Vese que as colisións elásticas son o único proceso de dispersión nun amplo rango de enerxías e que a dependencia da sección eficaz de transferencia de momento coa enerxía é moderada. Isto fai que esta sección sexa un caso óptimo para estudar co método da nube de electróns.

Nas táboas 3.1, 3.2, 3.3, 3.4 especificanse os valores das distintas seccións eficaces.

As seccións que se obtiveron son practicamente idénticas ás que hai na

⁵Ter en conta que o hidróxeno ten unha lonxitude de radiación aínda menor pero non se pode empregar por motivos de seguridade e por problemas da pureza do gas. Isto fai que o helio sexa o mellor candidato.

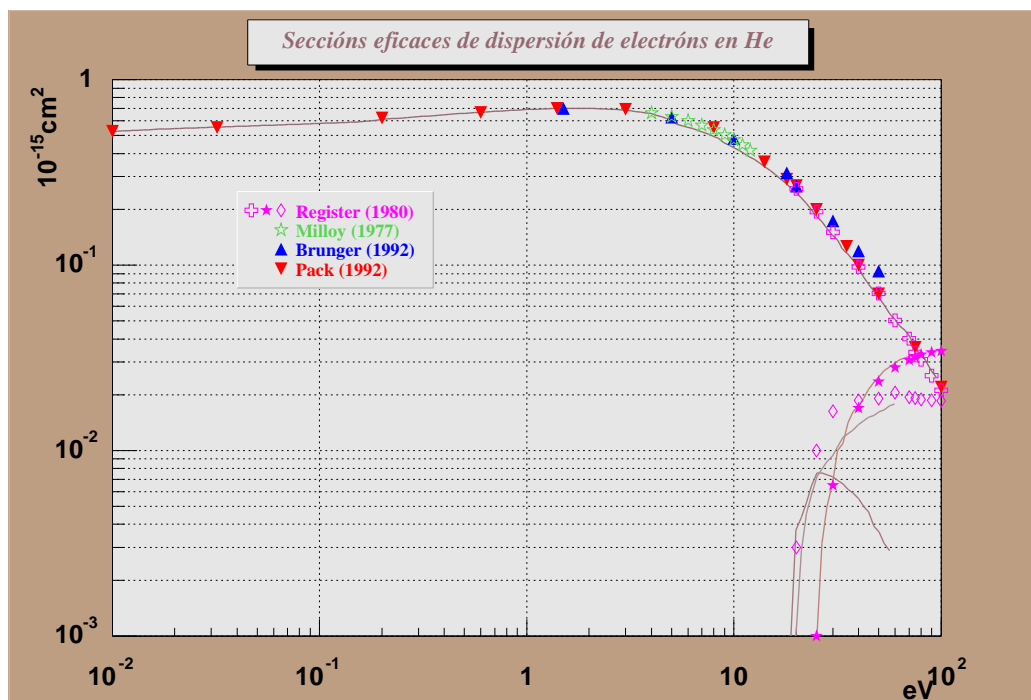


Figura 3.2: Seccións eficaces de transferencia de momento e inelásticas do helio. Compárase coas ofrecidas por Pack [48], Milloy [34], Register [39] e Brunger [49]

3.2. HELIO

literatura. Isto é totalmente lóxico e incluso habería que considerar incorrecto o estudio aquí feito se non fose así. Como xa se dixo na sección 3.1 o helio é un dos casos nos que mellores resultados se obteñen coa técnica da nube de electróns para determina-la sección eficaz de transferencia de momento que xa nos anos setenta se deducira por este método cun erro menor dun 5% [32] [34]. Ademais, as seccións obtidas por este método practicamente coinciden coas obtidas experimentalmente ou con outras técnicas teóricas [39], [38].

Na figura 3.3 están representadas as distribucións en enerxías da nube de electróns movéndose no helio para distintos campos reducidos. Móstrase a función de densidade electrónica F_0 multiplicada pola raíz cadrada da enerxía (é dicir, o número de electróns por intervalo de enerxía unidade⁶). A forma que teñen as distribucións depende directamente das seccións eficaces de cada gas e dános unha idea da enerxía máis probable dos electróns para cada valor do campo reducido e polo tanto do rango de enerxía no que foi posible axusta-las seccións eficaces⁷.

No caso do helio, estas distribucións toman valores baixos nun amplo rango de enerxías e o máximo desplázase rapidamente cara a valores máis altos da enerxía. Isto é debido á ausencia de seccións eficaces inelásticas ata case 20 eV e polo tanto os electróns non son frenados por procesos inelásticos ata esas enerxías.

3.2.1 Parámetros de deriva

Na figura 3.4 está representada a velocidade de deriva de electróns no helio, que calculou o programa partindo das seccións eficaces indicadas nas táboas 3.1, 3.2, 3.3, 3.4. Tamén se representa a velocidade de deriva que dan outros autores.

Hai un bo acordo entre os resultados obtidos para a velocidade de deriva e os datos experimentais que dan outros autores en todo o rango do campo reducido estudiado. Por debaixo de campos reducidos de ~ 2 V/(cm·Torr) reproducense os valores de Milloy e Crompton [34] e de Crompton et al. [31], onde os primeiros teñen un erro total estimado de menos de 1.5% e os segundos de menos de 1%. Para campos reducidos superiores a ~ 4 V/(cm·Torr) tamén se obteñen valores semellantes ós experimentais. Nesta zona a velocidade de deriva foi medida con métodos distintos por Küçükarpaci et al.

⁶ $\varepsilon^{1/2}F_0(\varepsilon)d\varepsilon$ é a fracción de electróns na nube con enerxías entre ε e $\varepsilon + d\varepsilon$

⁷Véxase, respecto á forma analítica das distribucións, a referencia [8] sección 13.5

CAPÍTULO 3. ESTUDIO DOS GASES NOBRES PUROS

Enerxía	Sección	Enerxía	Sección	Enerxía	Sección
0.010	0.527	0.18	0.601	3.5	0.670
0.011	0.529	0.19	0.605	4.0	0.655
0.012	0.531	0.20	0.610	4.5	0.631
0.013	0.534	0.22	0.616	5.0	0.598
0.014	0.536	0.24	0.620	6.0	0.553
0.015	0.537	0.26	0.624	7.0	0.524
0.016	0.540	0.28	0.628	8.0	0.494
0.017	0.541	0.30	0.631	9.0	0.456
0.018	0.542	0.35	0.639	10.0	0.430
0.019	0.543	0.40	0.647	11.0	0.405
0.020	0.545	0.45	0.654	12.0	0.382
0.022	0.547	0.50	0.659	13.0	0.361
0.024	0.549	0.55	0.663	14.0	0.341
0.026	0.550	0.60	0.667	15.0	0.322
0.028	0.552	0.70	0.675	16.0	0.305
0.030	0.553	0.80	0.681	17.0	0.289
0.035	0.557	0.90	0.686	18.0	0.274
0.040	0.560	1.00	0.690	19.0	0.259
0.045	0.563	1.10	0.693	20.0	0.245
0.050	0.565	1.20	0.695	22.0	0.220
0.055	0.567	1.30	0.698	24.0	0.195
0.060	0.569	1.40	0.698	26.0	0.176
0.070	0.573	1.50	0.700	28.0	0.159
0.080	0.576	1.60	0.700	30.0	0.144
0.090	0.578	1.70	0.700	35.0	0.116
0.100	0.581	1.80	0.700	40.0	0.096
0.11	0.583	1.90	0.700	45.0	0.078
0.12	0.585	2.0	0.698	50.0	0.067
0.13	0.587	2.2	0.697	55.0	0.057
0.14	0.589	2.4	0.694	60.0	0.051
0.15	0.590	2.6	0.691	70.0	0.041
0.16	0.593	2.8	0.687	80.0	0.033
0.17	0.597	3.0	0.682	90.0	0.027

Táboa 3.1: Sección eficaz de transferencia de momento do He. As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-15}cm^2 .

3.2. HELIO

Energía	Sección	Energía	Sección
19.0	0.014	30.0	0.072
20.0	0.037	35.0	0.063
22.0	0.050	40.0	0.055
24.0	0.067	45.0	0.046
26.0	0.076	50.0	0.036
28.0	0.074	55.0	0.030

Táboa 3.2: Sección eficaz de excitación ós estados tripletes do He. As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-16}cm^2 .

Energía	Sección	Energía	Sección
20.0	0.011	30.0	0.094
22.0	0.040	35.0	0.122
24.0	0.061	40.0	0.139
26.0	0.077	45.0	0.152
28.0	0.086	50.0	0.162

Táboa 3.3: Sección eficaz de excitación ós estados singletes do He. As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-16}cm^2 .

Energía	Sección	Energía	Sección
26.0	0.023	45.0	0.216
28.0	0.048	50.0	0.250
30.0	0.069	55.0	0.277
35.0	0.134	60.0	0.297
40.0	0.175	70.0	0.322

Táboa 3.4: Sección eficaz de ionización do He. As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-16}cm^2 .

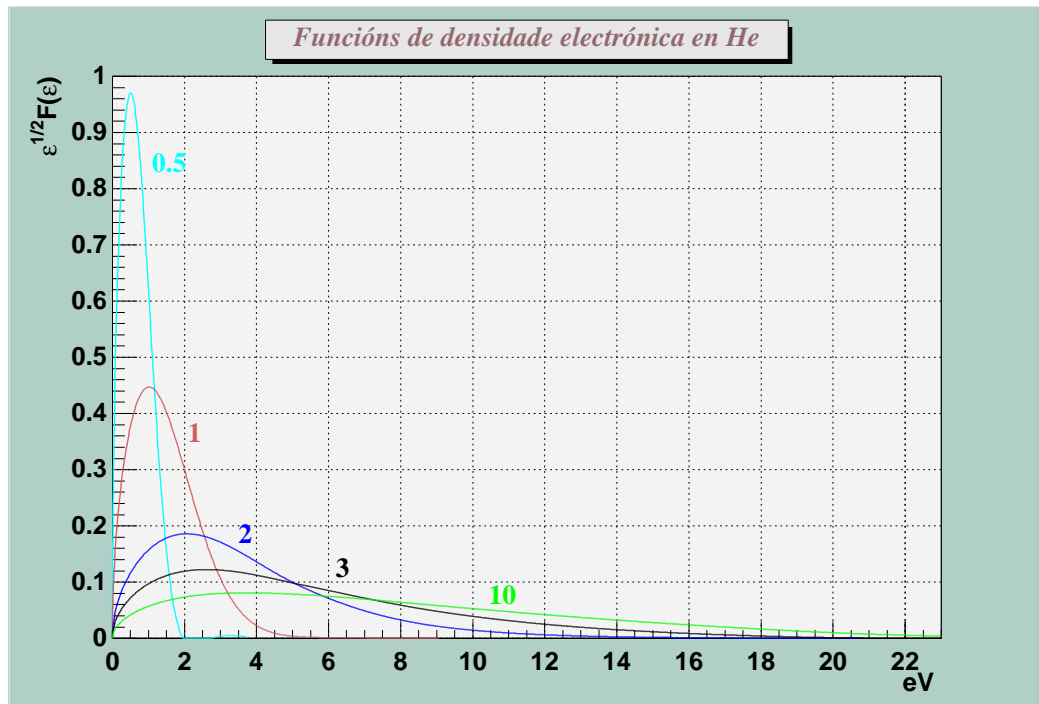


Figura 3.3: Funcións de densidade electrónica fronte á enerxía no helio. Representase para varios valores do campo reducido, expresado en $V/cm \cdot Torr$

3.2. HELIO

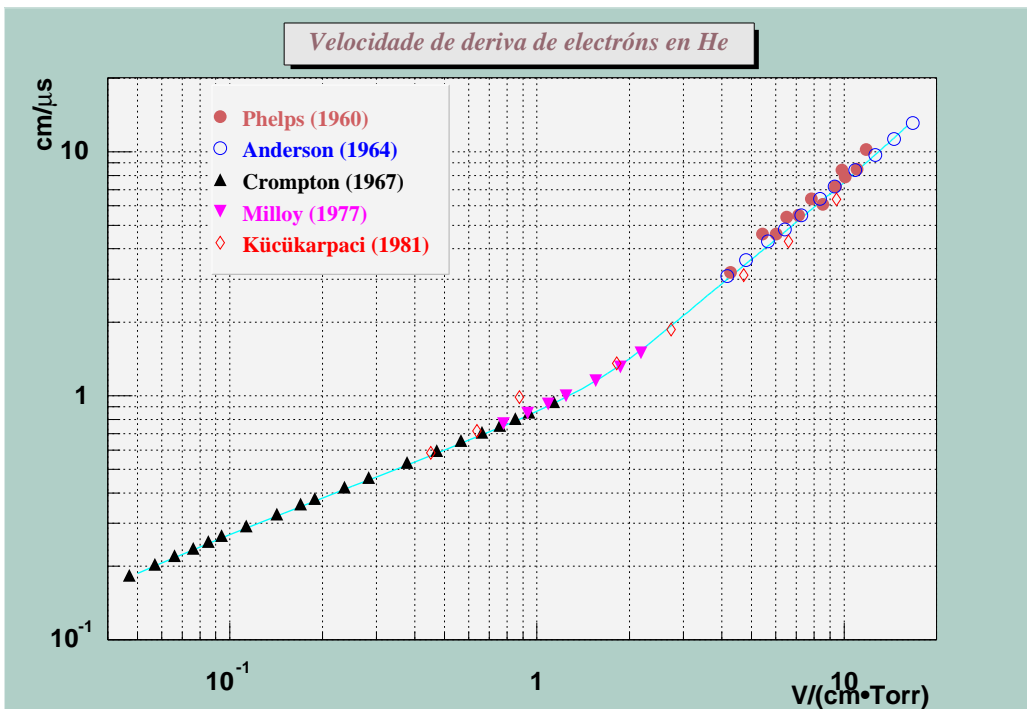


Figura 3.4: Velocidade de deriva de electróns en helio. Compárase cos valores experimentais de Phelps et al. [29], Anderson [60], Crompton et al. [31], Milloy e Crompton [34] e Küçükarpaci et al. [40].

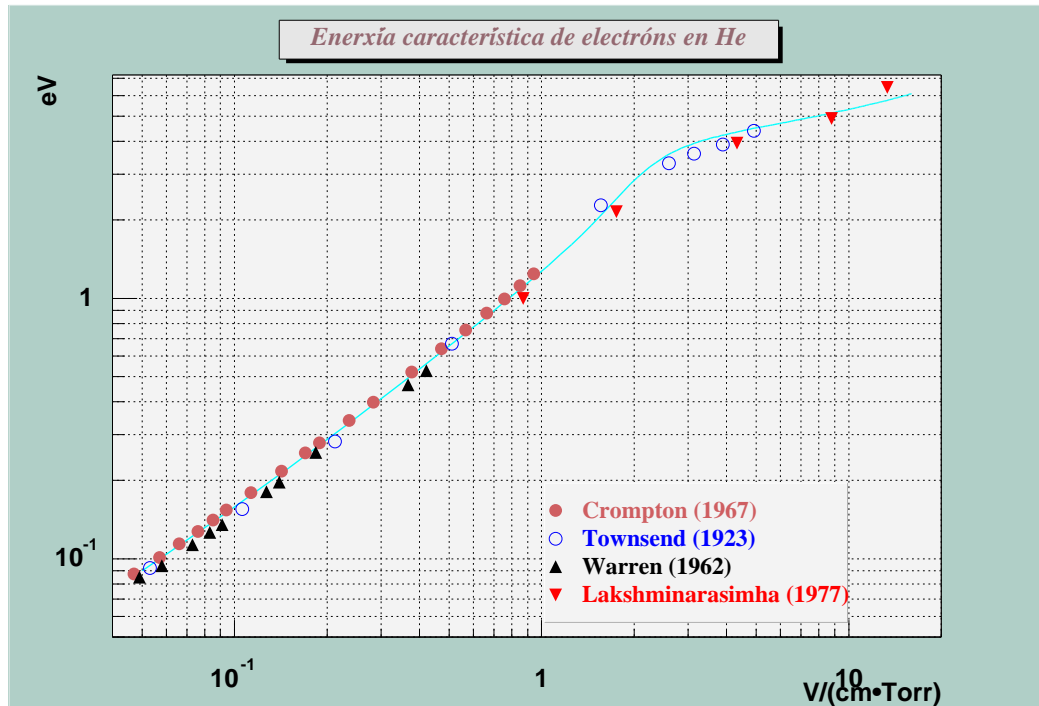


Figura 3.5: Enerxía característica transversal dos electróns no helio. Compárase coas medicións de Crompton et al. [31], Townsend e Bailey [26], Warren e Parker [30] Lakshminarasimha e Lucas [36].

[40] (medición do tempo de voo, con erros menores do 5%) e por Phelps et al. [29], e Anderson [60] (determinación da velocidade de deriva partindo da medición simultánea da intensidade, gradiente do campo eléctrico e a densidade de electróns nun tubo de descarga). Pódese concluír que a velocidade de deriva de electróns en helio foi razoablemente ben establecida en función do campo reducido.

Na figura 3.5 representase a enerxía característica no helio que foi calculada polo programa. Tamén se representan os valores da enerxía característica medida experimentalmente por outros autores.

Para valores do campo reducido menores de ~ 1 V/(cm·Torr), as enerxías características calculadas practicamente coinciden cos valores ofrecidos por Crompton et al. [31], que son os máis exactos cun erro menor ó 1%. Por riba de ~ 1 V/(cm·Torr) obtéñense resultados consistentes cos valores experimentais dispoñibles.

3.3 Neon

O caso do neon é semellante ó do helio: as colisións elásticas son o único proceso de dispersión nun amplo rango de enerxías e a dependencia da sección eficaz de transferencia de momento coa enerxía é moderada, o que fai que esta sección sexa un caso óptimo para estudar co método da nube de electróns. Por isto, xa a principios dos anos setenta había seccións eficaces dispoñibles por este método con erros menores de 3% [63].

O principal uso práctico do neon é o seu emprego en láseres [81]. No campo de física de partículas o neon emprégase en TPCs, detectores nos que antes se usaba o argon, pois permiten unha mellor resolución debido á menor dispersión múltiple e á menor velocidade de deriva [86]. Ademais Shi e Burrow [83] propuxeron que o neon pode ser utilizado como segundo estándar, despois do helio, para a dispersión de electróns de baixa enerxía, é dicir, que sirva como medio para comproba-lo funcionamento de calquera aparello que teña as seccións eficaces do helio como referencia estándar. Traballos posteriores [87] confirman esta idea.

Os resultados de distintos autores [63] [41] [72] [56] [64] [68] [87] [76] foron tidos en conta para determina-la sección eficaz inicial considerada no programa, tentando logo modificala para alcanzar un mellor axuste ós parámetros de deriva.

Na figura 3.6 móstrase a sección eficaz obtida en comparación coa ofrecida por outros autores. As seccións obtidas están tabuladas nas táboas 3.5, 3.6, 3.7. Por suposto o resultado obtido para a sección eficaz de transferencia de momento é practicamente idéntico ó que se pode atopar na literatura como se deduce de que sexa a única sección que intervén na dispersión nun amplo rango de enerxías e que a súa dependencia coa enerxía non sexa moi pronunciada (vai aumentando suavemente segundo aumenta a enerxía) .

Na figura 3.7 están representadas as funcións de densidade electrónica no neon. Igual ca no helio, o neon non presenta seccións eficaces inelásticas ata preto dos 20 eV polo que, de forma similar ó helio, as distribucións toman valores baixos nun amplo rango de enerxías e o máximo desprázase rapidamente cara a valores máis altos da enerxía. No caso do neon, os valores máximos das distribucións son moito menores cós do helio e están desprazados a valores máis altos da enerxía. Isto pódese xustificar tendo en conta que a sección eficaz elástica do neon é moito menor cá do helio (para enerxías menores que ~ 0.2 eV é unha orde de magnitude menor) polo que, para un mesmo campo reducido, haberá no neon unha maior cantidade de electróns

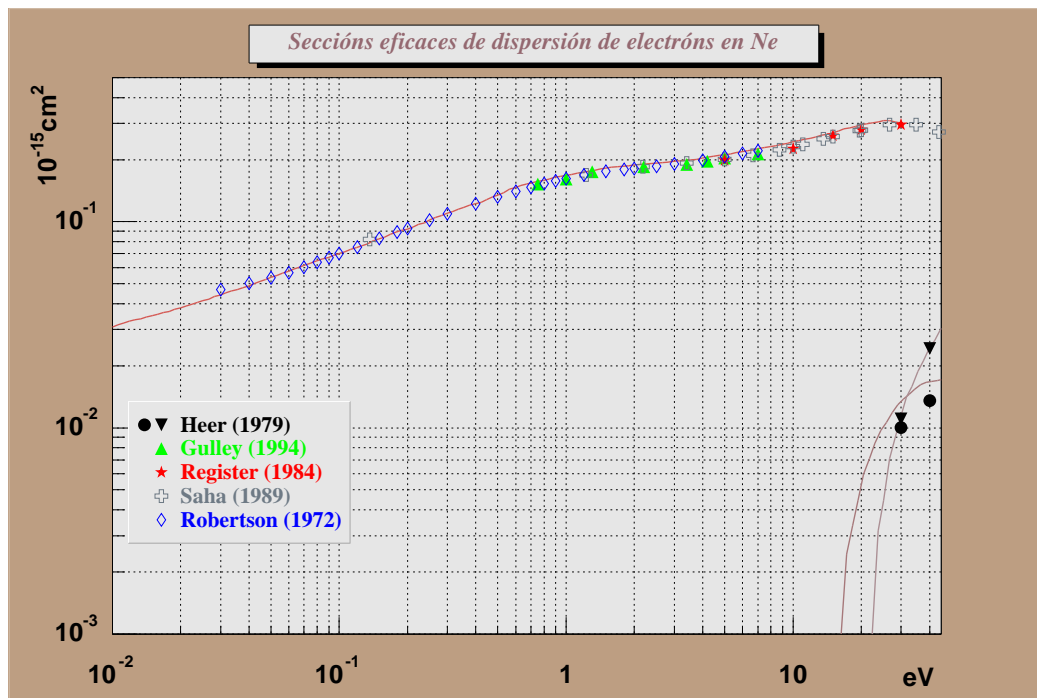


Figura 3.6: Seccións eficaces de transferencia de momento e inelásticas do neon. Compárase coas ofrecidas por Saha [76], Register [68], Gulley [87], [63] e Heer [64]

3.3. NEON

Energía	Sección	Energía	Sección	Energía	Sección
0.010	0.031	0.14	0.080	1.80	0.186
0.011	0.032	0.15	0.083	1.90	0.187
0.012	0.033	0.16	0.085	2.0	0.188
0.013	0.034	0.17	0.087	2.2	0.190
0.014	0.034	0.18	0.089	2.4	0.192
0.015	0.035	0.19	0.091	2.6	0.195
0.016	0.036	0.20	0.092	2.8	0.195
0.017	0.036	0.22	0.096	3.0	0.196
0.018	0.037	0.24	0.100	3.5	0.199
0.019	0.038	0.26	0.104	4.0	0.203
0.020	0.038	0.28	0.107	4.5	0.208
0.022	0.040	0.30	0.110	5.0	0.211
0.024	0.041	0.35	0.117	6.0	0.219
0.026	0.042	0.40	0.123	7.0	0.226
0.028	0.043	0.45	0.129	8.0	0.232
0.030	0.044	0.50	0.135	9.0	0.238
0.035	0.047	0.55	0.142	10.0	0.244
0.040	0.049	0.60	0.147	11.0	0.250
0.045	0.051	0.70	0.154	12.0	0.255
0.050	0.054	0.80	0.159	13.0	0.260
0.055	0.056	0.90	0.164	14.0	0.266
0.060	0.058	1.00	0.168	15.0	0.269
0.070	0.061	1.10	0.171	16.0	0.276
0.080	0.065	1.20	0.174	17.0	0.283
0.090	0.067	1.30	0.177	18.0	0.286
0.100	0.070	1.40	0.180	19.0	0.291
0.11	0.073	1.50	0.182	20.0	0.295
0.12	0.075	1.60	0.184	22.0	0.301
0.13	0.077	1.70	0.186	24.0	0.306

Táboa 3.5: Sección eficaz de transferencia de momento do Ne. As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-15}cm^2 .

CAPÍTULO 3. ESTUDIO DOS GASES NOBRES PUROS

Energía	Sección	Energía	Sección
17.0	0.021	26.0	0.107
18.0	0.031	28.0	0.123
19.0	0.041	30.0	0.134
20.0	0.053	35.0	0.156
22.0	0.074	40.0	0.167
24.0	0.094	45.0	0.171

Táboa 3.6: Sección eficaz de excitación do Ne. As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-16}cm^2 .

Energía	Sección	Energía	Sección
24.0	0.034	40.0	0.246
26.0	0.060	45.0	0.303
28.0	0.087	50.0	0.362
30.0	0.115	55.0	0.412
35.0	0.181	60.0	0.450

Táboa 3.7: Sección eficaz de ionización do Ne. As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-16}cm^2 .

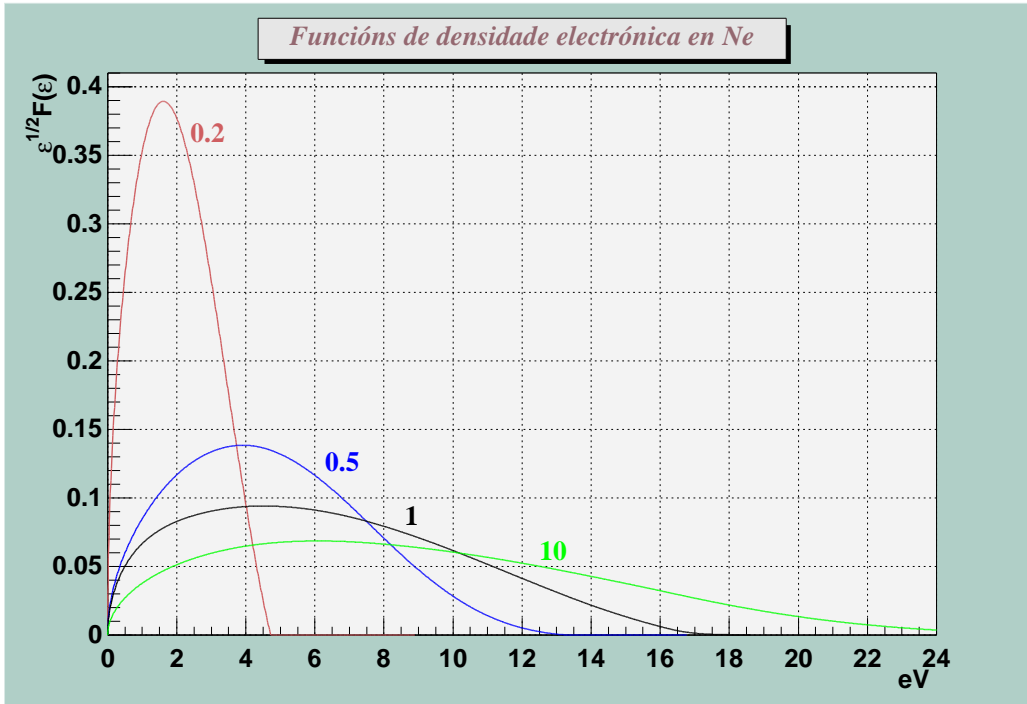


Figura 3.7: Funcións de densidade electrónica fronte á enerxía no neon. Representátese para varios valores do campo reducido, expresado en $V/cm \cdot Torr$

a maiores enerxías.

3.3.1 Parámetros de deriva

A velocidade de deriva que o programa obtivo para o neon a partir da seccións eficaces dadas nas táboas 3.5, 3.6, 3.7 está representada na figura 3.8 onde tamén se mostran os resultados doutros autores.

Vese que a velocidade de deriva aumenta co campo reducido. Isto era de esperar por non ter o neon seccións eficaces inelásticas ata enerxías superiores a 10 eV, o cal permite que a velocidade medre co campo.

Os resultados obtidos reproducen axeitadamente os datos experimentais de Robertson [63] por debaixo dun valor do campo reducido de $\sim 7 V/(cm \cdot Torr)$. Estes datos, cun erro de $\pm 1\%$, son máis precisos que os de Bowe [57], os cales dan sistematicamente un valor para a velocidade de de-

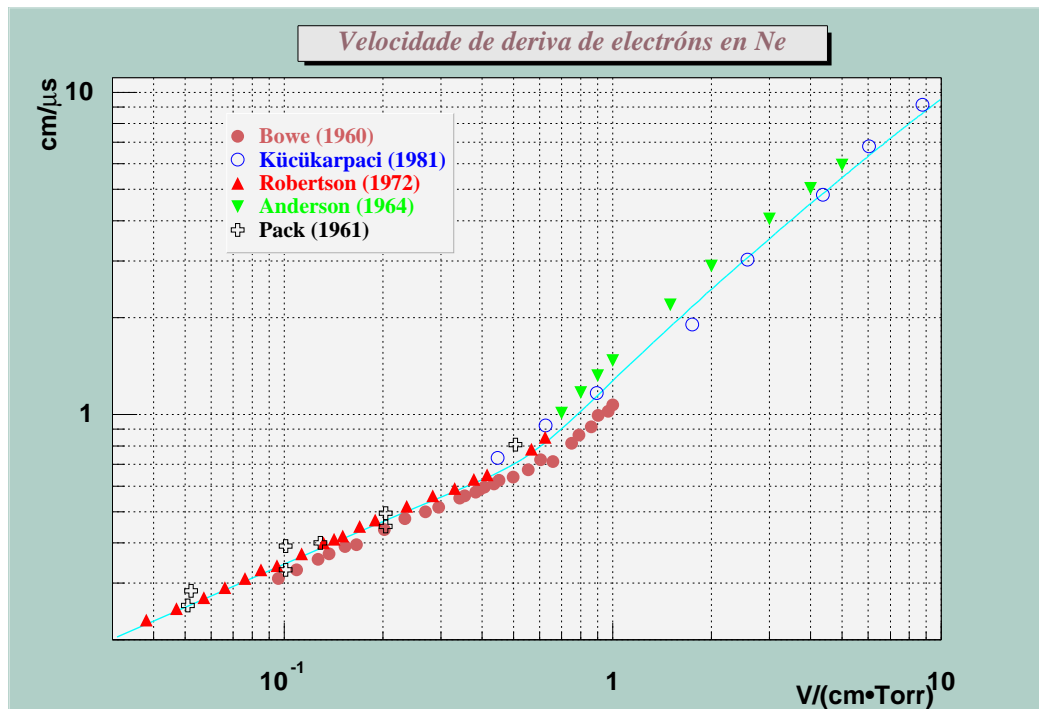


Figura 3.8: Velocidade de deriva dos electróns en Neon. Compárase cos resultados das medicións de Bowe [57], Pack e Phelps [58], Küçükarpaci et al. [40], Anderson [60] e Robertson [63].

3.3. NEON

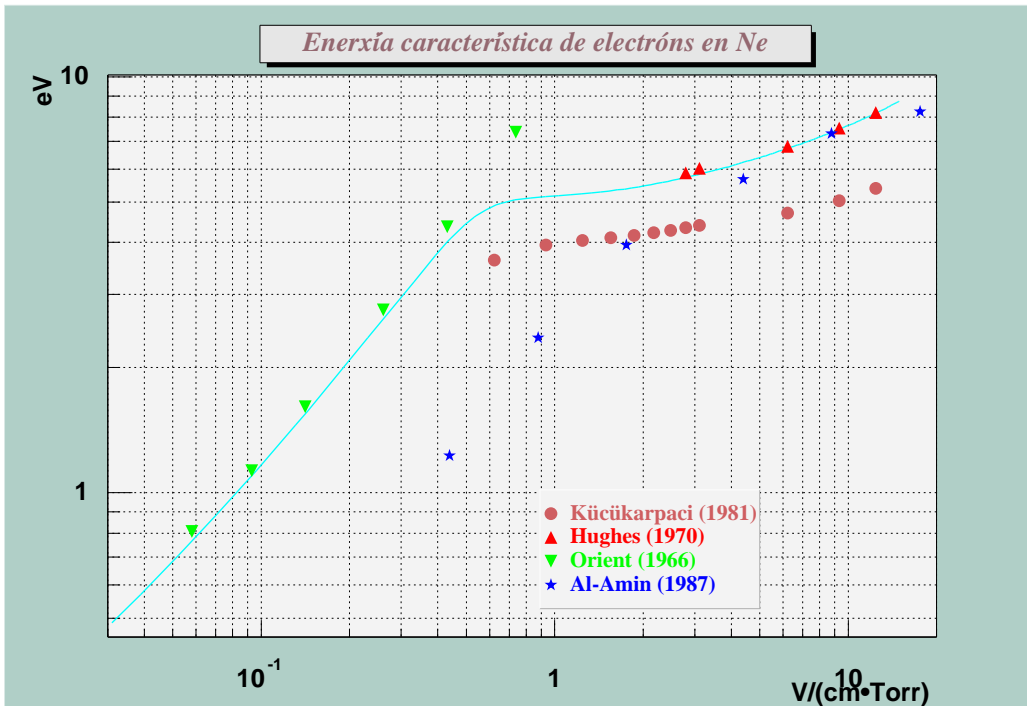


Figura 3.9: Enerxía característica transversal dos electróns en neon. Compárase cos valores medidos por Al-Amin e Lucas [70] e os calculados por Orient [61], Hughes [62] e Küçükarpacı et al. [40].

riva menor cós demais⁸. Os valores dados por Pack e Phelps [58], aínda que mostran unha maior dispersión que os de Robertson, en xeral son consistentes con eles. Para campos reducidos máis altos obtense un bo acordo cos datos experimentais, sobre todo cos máis recentes de Küçükarpacı et al. [40].

Na figura 3.9 está representada a enerxía característica dos electróns en neon calculada neste traballo en comparación coa ofrecida por outros autores.

Os únicos datos experimentais da enerxía característica transversal do neon que se atoparon foron os de Al-Amin e Lucas [70]. Os demais resultados que aparecen na gráfica 3.9 son teóricos. Respecto ós teóricos, para valores do campo reducido menores que ~ 5 V/(cm·Torr) reproducense os resultados de Orient [61] pero para campos maiores xa hai unha diferenza dun 40%. Tamén existe unha gran coincidencia entre o resultado obtido e os de Hughes

⁸Os valores de Bowe teñen erros sistemáticos non tidos en conta polo autor. Ver por exemplo as referencias [58] e [63].

[62]. Os resultados de Küçükarpaci et al. [40] son totalmente incompatibles cos demais. Küçükarpaci et al. fixeron os cálculos mediante técnicas de Monte Carlo.

No que respecta ós datos experimentais de Al-Amin e Lucas [70], vese que coinciden cos aquí obtidos e cos de Hughes para valores do campo reducido maiores de ~ 5 V(cm·Torr), pero non así para campos reducidos menores, nos que os datos experimentais non son compatibles con ningunha predición teórica. Non se atopa ningunha explicación para isto, pero despois de atopar incompatibilidades semellantes no cripton é posible pensar que os datos de Al-Amin e Lucas, polo menos no rango de campo reducido aquí estudiado, teñan serios erros sistemáticos.

3.4 Cripton

Co cripton estúdiase un caso máis complexo có helio e có neon: o cripton presenta un mínimo de Ramsauer-Townsend o que implica unha forte dependencia da sección eficaz de transferencia de momento respecto á enerxía. Como xa se explicou na sección 3.1, isto afecta á simplicidade e á seguridade do método da nube de electróns. Por isto, e aínda que os primeiros experimentos nos que se mediron as seccións eficaces do cripton datan dos anos vinte deste século⁹, sempre houbo moita ambigüidade na determinación da sección eficaz na zona do mínimo de Ramsauer-Townsend, aínda que a maioría dos autores dan coma correcto un mínimo moi profundo¹⁰.

Pero ademais de ser un caso interesante para poñer a proba o método da nube de electróns, o coñecemento da sección eficaz do cripton (igual que o argon e o xenon) é moi importante para o estudio dos hidrocarburos, pois as misturas destes cos gases nobres pesados son moi sensibles ás seccións eficaces dos hidrocarburos. Isto proporciona unha boa ferramenta para determina-la sección eficaz dos hidrocarburos [88].

Os resultados de distintos autores [48] [41] [71] [72] [77] [56] [73] [64] [65] [74] foron tidos en conta para determina-la sección eficaz inicial considerada no programa, tentando logo modificala para alcanzar un mellor axuste ós parámetros de deriva. Na figura 3.10 represéntanse as seccións eficaces obtidas neste traballo en comparación coas ofrecidas por outros autores. As seccións

⁹Concretamente nos traballos pioneiros de Ramsauer [25] e a Ramsauer e Kollath [27], [28]

¹⁰Ver por exemplo [71] para unha comparación dos resultados de distintos autores.

3.4. CRIPTON

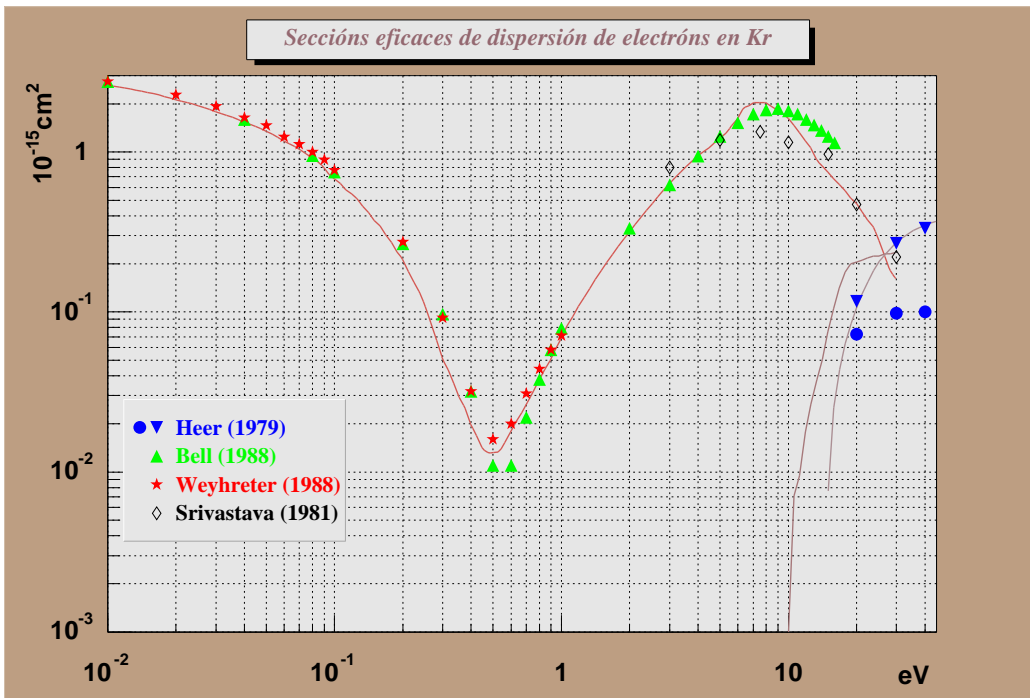


Figura 3.10: Seccións eficaces de transferencia de momento e inelásticas do cripton. Compárase coas ofrecidas por Bell [73], Weyhreter [74], Srivastava [65] e de Heer [64]

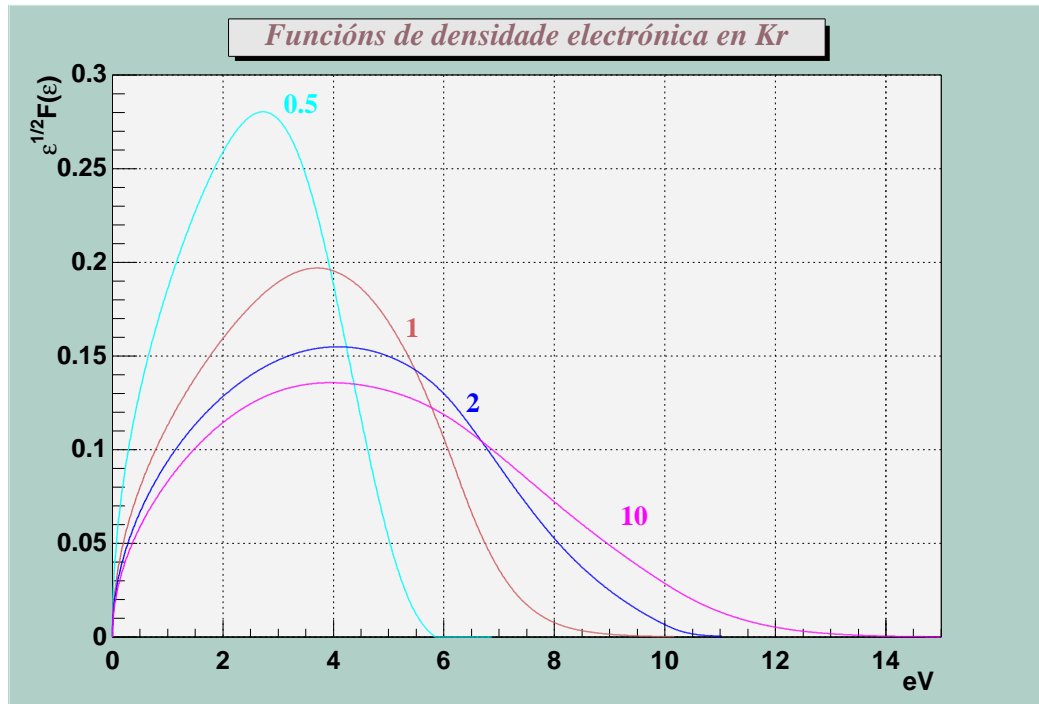


Figura 3.11: Funcións de densidade electrónica fronte á enerxía no cripton. Representase para varios valores do campo reducido, expresado en $V/cm \cdot Torr$

obtidas están especificadas nas táboas 3.8, 3.9 e 3.10. O máis destacado é o profundo mínimo de Ramsauer-Townsend da orde de 10^{-17} cm^2 , similar ós máis profundos que se poden atopar na literatura.

Na figura 3.11 están representadas as funcións de densidade electrónica no cripton. Como era de esperar as distribucións toman valores baixos nun amplo rango de enerxías e o máximo desprázase rapidamente cara a valores máis altos da enerxía. A aparición das seccións eficaces inelásticas preto dos $\sim 10 \text{ eV}$ fai que as distribucións non se estendan ata os 20 eV , como sucede no caso do helio ou do neon.

3.4.1 Parámetros de deriva

Na figura 3.12 está o resultado obtido para a velocidade de deriva de electróns en cripton, empregando as seccións eficaces das táboas 3.8, 3.9, 3.10. Compárase coas velocidades de deriva ofrecidas por diversos autores.

3.4. CRIPTON

Energía	Sección	Energía	Sección	Energía	Sección
0.010	2.603	0.14	0.424	1.80	0.263
0.011	2.554	0.15	0.372	1.90	0.291
0.012	2.505	0.16	0.339	2.0	0.319
0.013	2.456	0.17	0.298	2.2	0.379
0.014	2.407	0.18	0.265	2.4	0.441
0.015	2.358	0.19	0.234	2.6	0.505
0.016	2.310	0.20	0.211	2.8	0.571
0.017	2.261	0.22	0.161	3.0	0.635
0.018	2.212	0.24	0.126	3.5	0.796
0.019	2.163	0.26	0.095	4.0	0.950
0.020	2.115	0.28	0.069	4.5	1.075
0.022	2.048	0.30	0.051	5.0	1.224
0.024	1.981	0.35	0.031	6.0	1.642
0.026	1.915	0.40	0.020	7.0	2.020
0.028	1.848	0.45	0.014	8.0	2.023
0.030	1.783	0.50	0.013	9.0	1.822
0.035	1.657	0.55	0.015	10.0	1.615
0.040	1.533	0.60	0.018	11.0	1.369
0.045	1.441	0.70	0.026	12.0	1.152
0.050	1.350	0.80	0.038	13.0	0.968
0.055	1.259	0.90	0.051	14.0	0.829
0.060	1.170	1.00	0.069	15.0	0.748
0.070	1.041	1.10	0.090	16.0	0.672
0.080	0.915	1.20	0.111	17.0	0.615
0.090	0.794	1.30	0.133	18.0	0.560
0.100	0.680	1.40	0.157	19.0	0.508
0.11	0.599	1.50	0.182	20.0	0.473
0.12	0.541	1.60	0.208	22.0	0.391
0.13	0.480	1.70	0.235	24.0	0.327

Táboa 3.8: Sección eficaz de transferencia de momento do Kr. As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-15}cm^2 .

CAPÍTULO 3. ESTUDIO DOS GASES NOBRES PUROS

Energía	Sección	Energía	Sección
11.0	0.010	18.0	1.823
12.0	0.086	19.0	2.004
13.0	0.027	20.0	2.058
14.0	0.481	22.0	2.158
15.0	0.763	24.0	2.239
16.0	1.116	26.0	2.279
17.0	1.490	28.0	2.307

Táboa 3.9: Sección eficaz de excitación do Kr. As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-16}cm^2 .

Energía	Sección	Energía	Sección
15.0	0.077	22.0	1.461
16.0	0.274	24.0	1.857
17.0	0.472	26.0	2.194
18.0	0.669	28.0	2.468
19.0	0.866	30.0	2.738
20.0	1.064	35.0	3.185

Táboa 3.10: Sección eficaz de ionización do Kr. As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-16}cm^2 .

3.4. CRIPTON

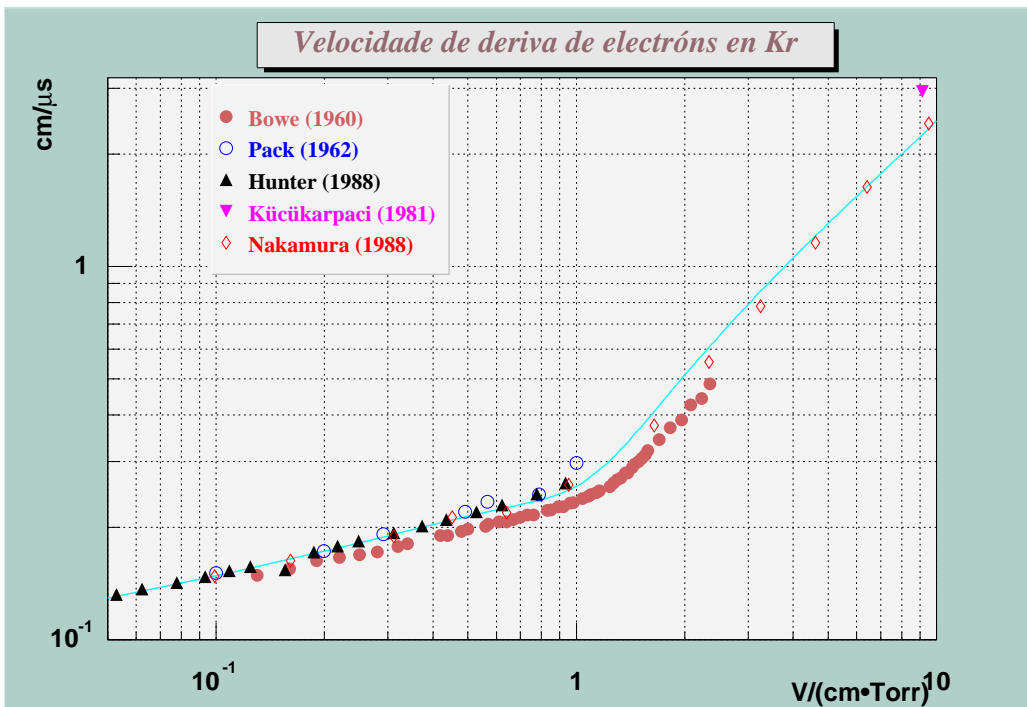


Figura 3.12: Velocidade de deriva de electróns en cripton. Compárase cos valores medidos por Bowe [57], Pack et al. [59], Hunter et al. [71], Küçükarpaci e Lucas [66] e Nakamura e Naitoh [75].

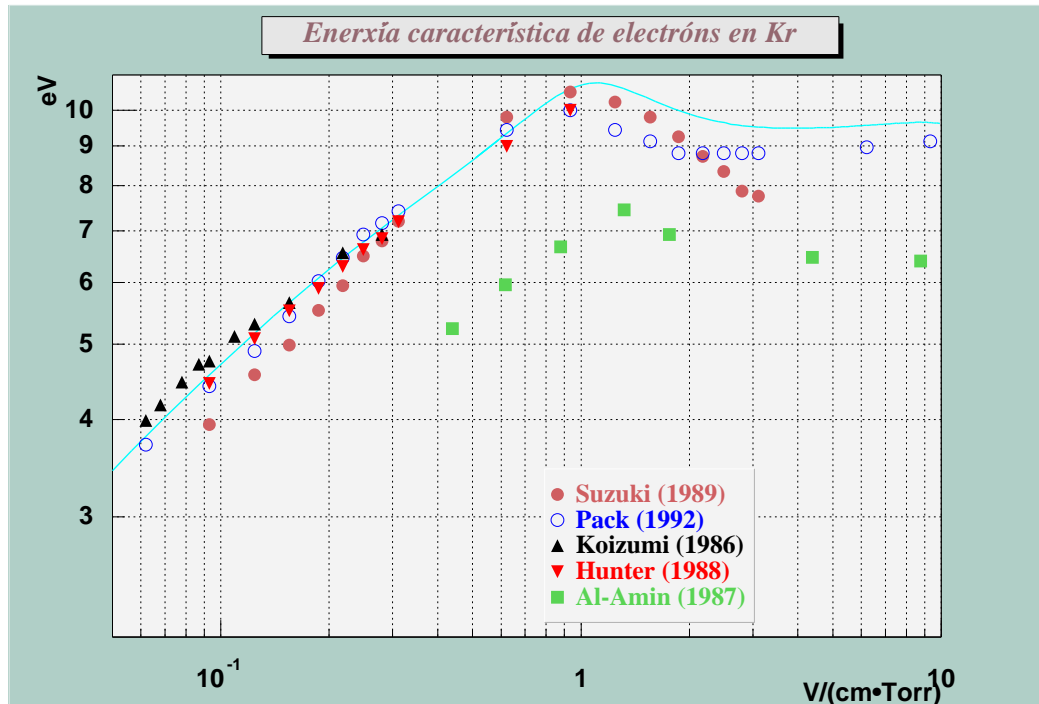


Figura 3.13: Enerxía característica transversal dos electróns en cripton. Compárase cos valores calculados por Suzuki et al. [77], Pack et al. [48], Hunter et al. [71] e os medidos por Koizumi et al. [69] e Al-Amin e Lucas [70]

A velocidade de deriva obtida neste traballo reproduce moi ben os datos experimentais por debaixo de valores do campo reducido de $1 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})$, exceptuando os datos de Bowe [57] que, coma no neon, son sistematicamente menores cós dos demais. Para valores máis altos do campo reducido, o resultado é lixeiramente superior ós datos experimentais dispoñíbles de Nakamura e Naitoh [75], chegando ata unha desviación de $\approx 8\%$ en $\sim 2 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})$.

Na figura 3.13 está representada a enerxía característica dos electróns en cripton calculada neste traballo no rango de campo reducido de 0.05 a $10 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})$ e comparándoa coa ofrecida por outros autores.

Na gráfica 3.13 unicamente os datos de Koizumi et al. [69] e de Al-Amin e Lucas [70] son experimentais, mentres que Suzuki et al. [77] e Hunter et al. [71] calcularon a enerxía característica partindo de seccións eficaces deducidas de velocidades de deriva experimentais mediante o método da nube de

3.5. XENON

electróns e usando a aproximación de dous termos. Pack et al. [48] calcularon a enerxía característica usando seccións eficaces, calculadas tamén polo método da nube de electróns, que reproducisen velocidades de deriva experimentais e tamén os datos de Koizumi et al. para a enerxía característica.

O resultado deste traballo reproduce ben os resultados dos demais autores excepto os de Al-Amin e Lucas [70]. É evidente que os valores experimentais de Al-Amin e Lucas e de Koizumi et al. [69] non poden ser compatibles, aínda que non estean exactamente no mesmo rango de campo reducido. Extrapolando os resultados de Al-Amin e Lucas obtense que estes son $\sim 60\%$ menores que os de Koizumi et al.. Non se atopa explicación para esta diferenza. Hai que sinalar que Al-Amin e Lucas empregan unha técnica de medición distinta á de Koizumi et al.: os primeiros miden a enerxía característica por técnicas de tempo de voo e os segundos polo método de Townsend. Al-Amin e Lucas indican que, por esta razón, os seus valores deberían ser sempre maiores que os medidos polo outro método, pero os resultados fan pensar nun erro sistemático xa que, tamén no caso do neon, coma xa se viu antes, os seus valores son moi baixos.

3.5 Xenon

Co xenon tense un caso semellante ó cripton: a forte dependencia da sección eficaz de transferencia de momento debido á aparición do mínimo de Ramsauer-Townsend fai que haxa que ter moito máis coidado na aplicación do método da nube de electróns.

Igual có cripton e o argon, o estudio do xenon é moi interesante para a súa posterior aplicación no estudio das seccións eficaces de moléculas máis complexas como poden se-las dos hidrocarburos [88]. Pero ademais, o estudio do xenon ten interese por si mesmo porque misturas baseadas no xenon son empregadas en detectores de radiación de transición [78] ou en cámaras de micropistas [82], onde o xenon pode ser máis interesante que outros gases nobres debido á maior ionización primaria, necesaria para proporcionar unha maior eficiencia nun detector delgado.

Os resultados de distintos autores [48] [41] [71] [72] [56] [64] [89] foron tidos en conta para determina-la sección eficaz inicial considerada no programa, tentando logo modificala para alcanzar un mellor axuste ós parámetros de deriva.

Na figura 3.14 móstrase a sección eficaz obtida en comparación coa ofre-

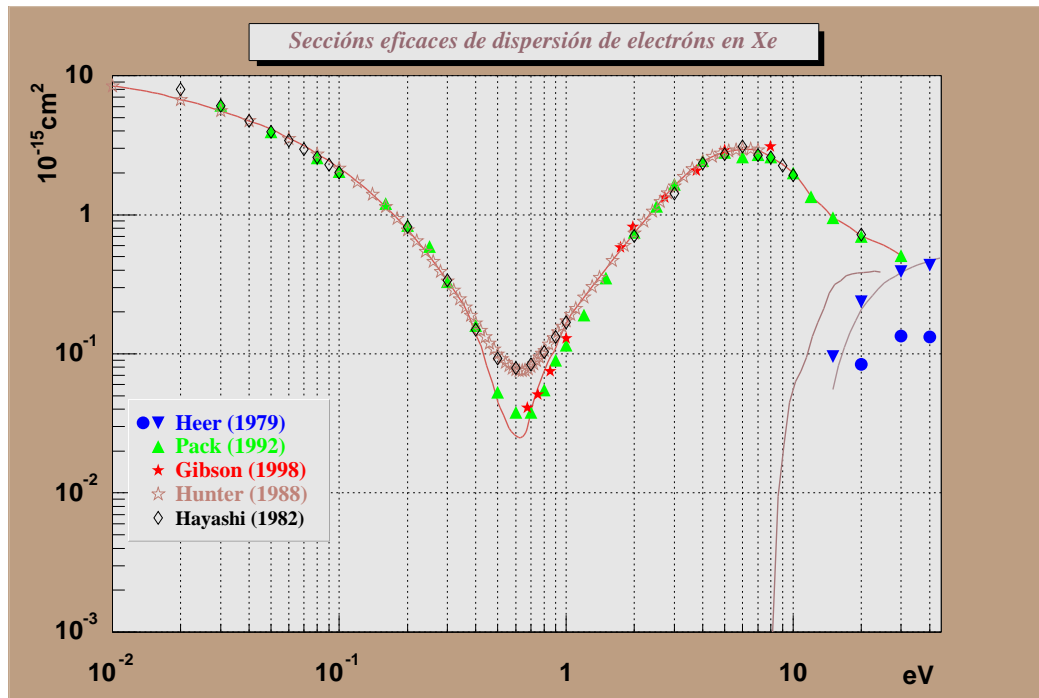


Figura 3.14: Seccións eficaces de transferencia de momento e inelásticas do xenon. Compárase coas ofrecidas por Hayashi [41], Pack [48], Gibson [89] e de Heer [64]

3.5. XENON

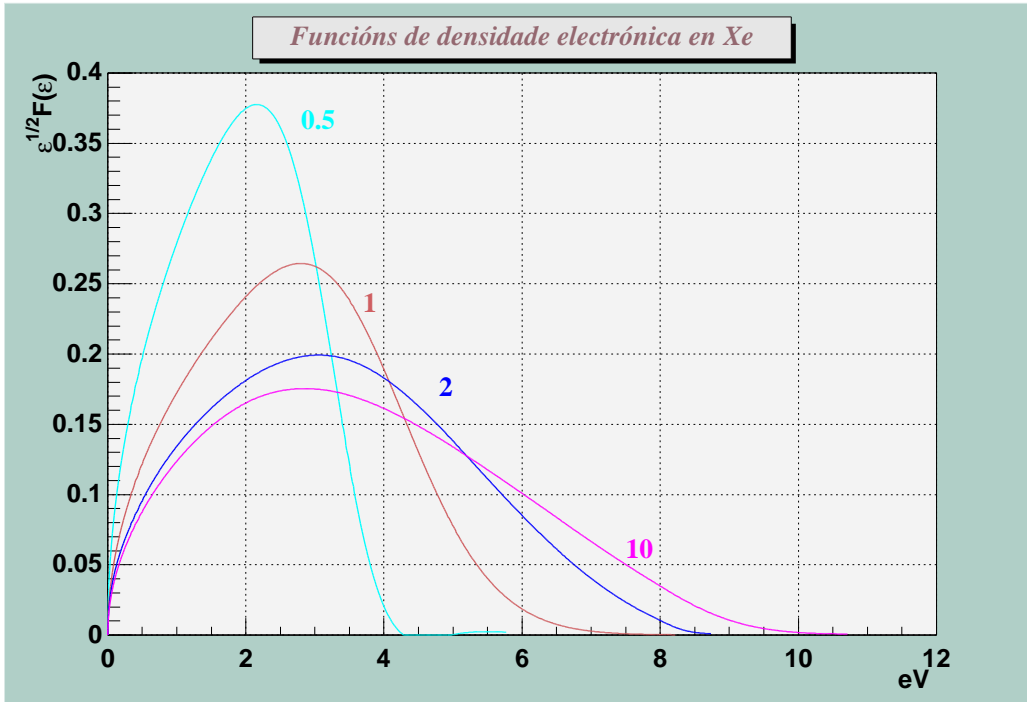


Figura 3.15: Funcións de densidade electrónica fronte á enerxía no xenon. Representátese para varios valores do campo reducido, expresado en $V/cm \cdot Torr$

cida por outros autores. Obsérvase que o resultado aquí obtido na sección eficaz de transferencia de momento é semellante ó que se pode atopar na literatura. Hai que destacar o profundo mínimo de Ramsauer-Townsend que se obtivo, parecido ó que ofrecen Pack et al. [48] por exemplo. Nembargantes, na literatura non hai un bo acordo sobre o valor deste mínimo¹¹, aínda que os recentes datos experimentais de Gibson et al. [89] semellan confirmar un mínimo de Ramsauer-Townsend máis profundo. Nas táboas 3.11, 3.12 e 3.13 especificanse os valores obtidos nas seccións eficaces.

Na figura 3.15 están representadas as funcións de densidade electrónica no xenon. Son similares ás do cripton, aínda que aquí pódese apreciar o efecto que ten que haxa seccións eficaces inelásticas a enerxías menores de 10 eV, pois por riba desa enerxía practicamente non hai electróns para os campos reducidos indicados.

¹¹Ver por exemplo [71] para unha comparación dos resultados de distintos autores.

CAPÍTULO 3. ESTUDIO DOS GASES NOBRES PUROS

Energía	Sección	Energía	Sección	Energía	Sección
0.010	8.425	0.14	1.400	1.80	0.599
0.011	8.254	0.15	1.268	1.90	0.669
0.012	8.083	0.16	1.143	2.0	0.739
0.013	7.912	0.17	1.040	2.2	0.896
0.014	7.741	0.18	0.943	2.4	1.062
0.015	7.570	0.19	0.859	2.6	1.242
0.016	7.398	0.20	0.779	2.8	1.429
0.017	7.227	0.22	0.653	3.0	1.610
0.018	7.056	0.24	0.548	3.5	2.053
0.019	6.885	0.26	0.463	4.0	2.407
0.020	6.717	0.28	0.392	4.5	2.655
0.022	6.485	0.30	0.334	5.0	2.815
0.024	6.257	0.35	0.232	6.0	2.948
0.026	6.028	0.40	0.138	7.0	2.904
0.028	5.800	0.45	0.080	8.0	2.601
0.030	5.575	0.50	0.045	9.0	2.300
0.035	5.147	0.55	0.032	10.0	2.000
0.040	4.728	0.60	0.026	11.0	1.675
0.045	4.426	0.70	0.039	12.0	1.368
0.050	4.128	0.80	0.074	13.0	1.217
0.055	3.831	0.90	0.111	14.0	1.083
0.060	3.540	1.00	0.164	15.0	0.953
0.070	3.131	1.10	0.212	16.0	0.900
0.080	2.735	1.20	0.255	17.0	0.850
0.090	2.441	1.30	0.303	18.0	0.800
0.100	2.153	1.40	0.354	19.0	0.750
0.11	1.938	1.50	0.410	20.0	0.701
0.12	1.729	1.60	0.469	22.0	0.662
0.13	1.560	1.70	0.533	24.0	0.624

Táboa 3.11: Sección eficaz de transferencia de momento do Xe. As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-15}cm^2 .

3.5. XENON

Energía	Sección	Energía	Sección
9.0	0.193	16.0	3.305
10.0	0.556	17.0	3.599
11.0	0.798	18.0	3.739
12.0	1.241	19.0	3.791
13.0	1.746	20.0	3.819
14.0	2.386	22.0	3.888
15.0	3.007	24.0	3.883

Táboa 3.12: Sección eficaz de excitación do Xe. As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-16}cm^2 .

Energía	Sección	Energía	Sección
15.0	0.554	22.0	2.527
16.0	0.858	24.0	2.975
17.0	1.162	26.0	3.334
18.0	1.467	28.0	3.594
19.0	1.771	30.0	3.852
20.0	2.075	35.0	4.334

Táboa 3.13: Sección eficaz de ionización do Xe. As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-16}cm^2 .

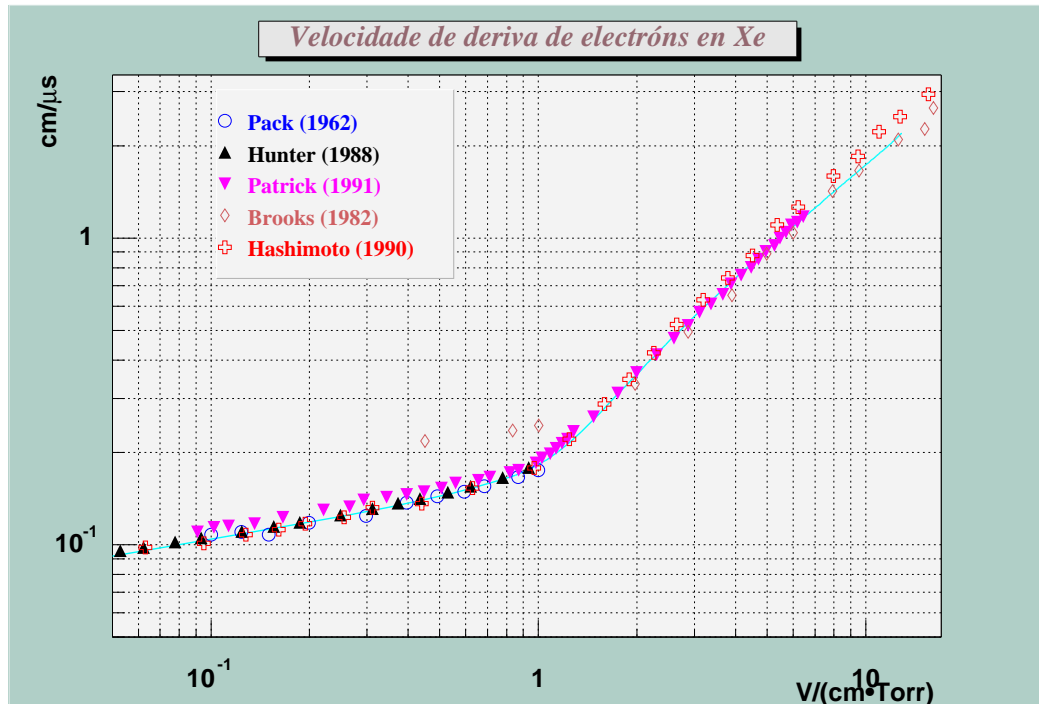


Figura 3.16: Velocidade de deriva dos electróns en xenon. Compárase cos resultados medidos por Pack et al. [59], Hunter et al. [71], Patrick et al. [80], Brooks et al. [67] e Hashimoto e Nakamura [79]

3.5.1 Parámetros de deriva

Na figura 3.16 representábase a velocidade de deriva de electróns en Xe obtida coas seccións eficaces das táboas 3.11, 3.12, 3.13 e comparándoa coa velocidade ofrecida por outros autores.

Os resultados obtidos para a velocidade de deriva dos electróns en xenon reproducen satisfactoriamente os datos experimentais. En todo caso hai que salienta-la diferenza que existe entre os datos de Brooks et al. [67] e o resto para valores do campo reducido menores de ~ 1 V/(cm·Torr). Segundo Hunter et al. [71] isto é debido a que as medidas de Brooks et al. foron feitas nunha camara contaminada por compostos de elementos halóxenos. Isto mostra a importancia de usar gases moi puros cando se realizan medidas de parámetros de deriva en xenon e cripton, debido ás perdas elásticas de

3.5. XENON

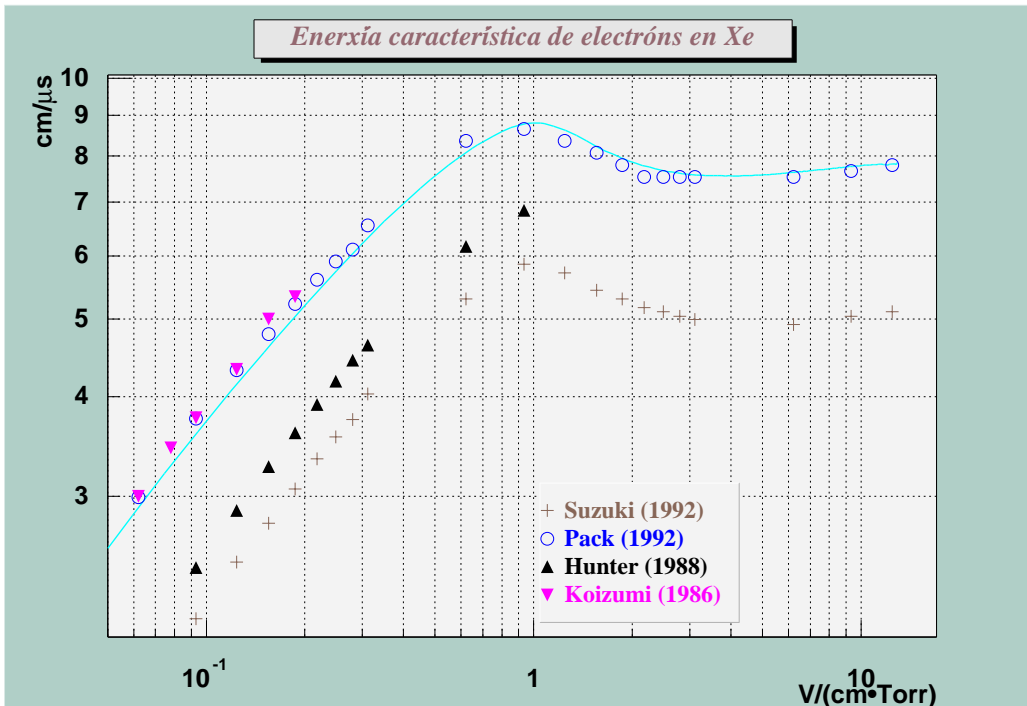


Figura 3.17: Enerxía característica transversal dos electróns en xenon. Compárase cos valores calculados por Suzuki et al. [84], Pack et al. [48], Hunter et al. [71] e cos medidos por Koizumi et al. [69]

enerxía moi pequenas que se producen nestes gases.¹²

Na figura 3.17 está representada a enerxía característica dos electróns en xenon calculada neste traballo en comparación coa ofrecida por outros autores.

Hai que indicar que na gráfica 3.17 tódolos resultados, exceptuando os datos de Koizumi et al. [69], son teóricos e foron calculados resolvendo a ecuación de Boltzmann mediante a aproximación de dous termos e aplicando o método da nube de electróns para calcula-las seccións eficaces. Obsérvase claramente que unicamente os resultados de Pack et al. [48] e os obtidos aquí son compatibles cos valores experimentais de Koizumi et al. Isto explícase tendo en conta que, tanto neste traballo coma no de Pack et al., o valor do mínimo de Ramsauer-Townsend foi calculado para reproducir os resultados de Koizumi et al.. Pola súa banda, Hunter et al. [71] e de Suzuki et al. [84]

¹²Para máis información ver Pack et al. [48].

CAPÍTULO 3. ESTUDIO DOS GASES NOBRES PUROS

obtiveron as seccións eficaces partindo unicamente de velocidades de deriva experimentais. Para explica-la diferenca, Hunter et al. supuxeron que no traballo de Koizumi et al., ou había algún tipo de problema experimental, ou que o gas empregado tiña algún tipo de impureza. Suzuki et al. indican que a diferenca presenta unha posible incompatibilidade entre os valores experimentais de Koizumi et al. e a velocidade de deriva experimental por eles usada¹³, sinalando ademais que a velocidade de deriva dos electróns derivada das seccións eficaces que deducen Koizumi et al. dos seus valores da enerxía característica, mostra unha gran diferenca cos datos experimentais.

Os resultados do presente traballo indican que os datos experimentais da enerxía característica de Koizumi et al. son totalmente compatibles cos valores experimentais das velocidades de deriva e polo tanto perfectamente válidos. Para explicar entón os resultados de Hunter et al. e de Suzuki et al. hai que recurrir á sección eficaz que dá cada autor. Nas seccións eficaces deducidas por estes autores, o mínimo de Ramsauer-Townsend é moito menos profundo có obtido por Koizumi et al. e por Pack et al., habendo diferencias de practicamente o 100%. Na realización deste traballo comprobouse que a velocidade de deriva non cambiaba significativamente ó pasar dun mínimo de Ramsauer-Townsend semellante ó deducido por Hunter et al. a outro moito máis profundo, coma o mostrado na figura 3.14, pero si cambiaba a enerxía característica pasando de valores semellantes ós obtidos por Hunter et al. a valores máis próximos ós de Pack et al.. Polo tanto, hai que deducir que o valor do mínimo de Ramsauer-Townsend é moito máis profundo có indicado por Hunter et al. e Suzuki et al., algo que semella estar de acordo coas medicións experimentais de Gibson et al. [89]

¹³As velocidades de deriva experimentais empregadas por Suzuki et al. foron as de Pack et al. [59] e as de Hashimoto e Nakamura [79]

Capítulo 4

Misturas dos gases nobres co CH_4

A aproximación de dous termos é totalmente válida para os gases nobres, polo menos para campos reducidos que non sexan o suficientemente altos coma para que se alcancen enerxías nas que estea presente a sección eficaz de ionización [48]. Por isto pódese afirmar que as seccións eficaces de transferencia de momento dos gases nobres antes deducidas deben ser válidas e, polo tanto, ó traballar con elas en misturas con outros gases coñecidos e probados temos que ser capaces de predici-los parámetros de deriva da mistura. Isto é o que se vai facer agora estudiando as misturas dos gases nobres co CH_4 , gas que foi estudado no traballo anterior de H. Álvarez Pol [18] [19]. Na figura 4.1 están representadas as seccións eficaces de dispersión de electróns no CH_4 que se empregaron neste estudio, seguindo o traballo antes mencionado.

Por outra parte, comproba-las seccións eficaces dos gases nobres mediante unha mistura cun gas molecular ben coñecido ten algunhas vantaxes respecto de traballar só con medidas de gases nobres puros como se fixo ata agora: reduce a sensibilidade do gas ás impurezas, o rango de baixas enerxías dos electróns pode ser estudado con campos reducidos razoables e no caso dos gases nobres pesados (argon, cripton, xenon), evítanse problemas experimentais debidos á extremadamente pequena perda de enerxía por colisión que produce nubes de electróns moi largas e a necesidade de construír celas de deriva moi longas. Con anterioridade xa se deu algún exemplo destes problemas (lembra-la figura 3.16 e os seus comentarios).

Nas seguintes seccións traballarase principalmente coa velocidade de deriva, pois é o parámetro do que hai máis información experimental dispoñible. Nos casos nos que tamén haxa valores experimentais para a enerxía característica tamén se dará esta.

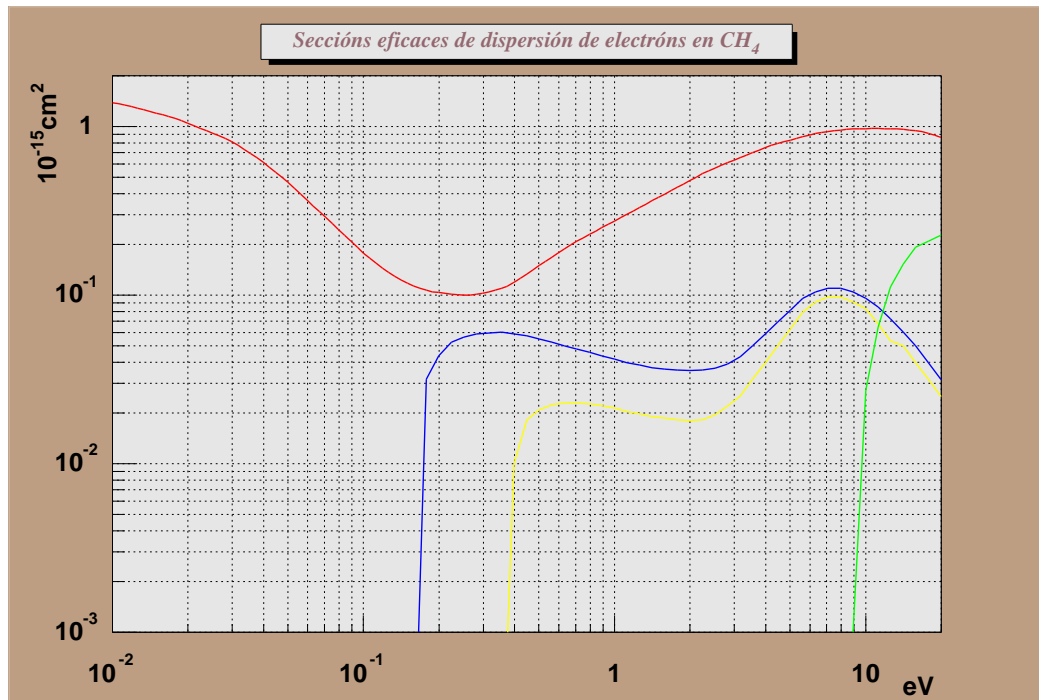


Figura 4.1: Secciones eficaces de dispersión de electróns no CH₄, segundo o trabalho de H. Álvarez Pol [18] [19].

4.1. MISTURAS DO HELIO

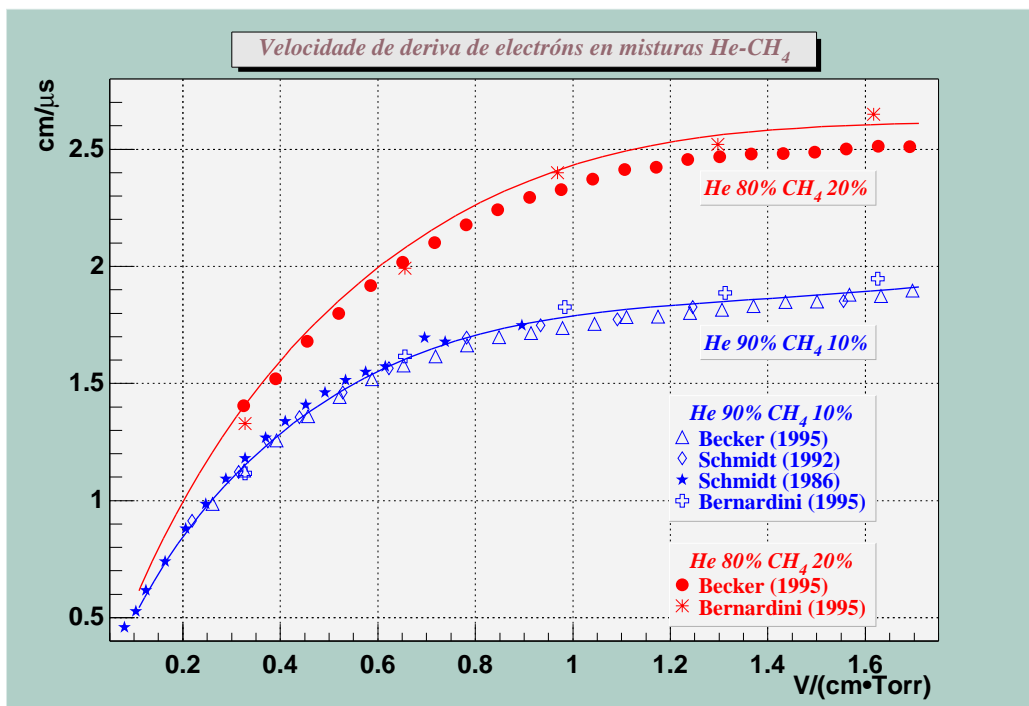


Figura 4.2: Velocidade de deriva de electróns en varias misturas helio-metano. Os datos experimentais son de Schmidt [98], Schmidt e Martens [47], Bernardini et al. [52] e Becker et al. [90]

4.1 Misturas do helio

Nas figuras 4.2, 4.3 e 4.4 está representada a velocidade de deriva de electróns en distintas misturas de helio e metano.

En tódolos casos reproducense os datos experimentais dispoñibles de xeito excelente.

O comportamento da velocidade de deriva nas distintas misturas é similar: para un mesmo valor do campo reducido toma valores máis altos segundo a proporción de CH₄ aumente e tenden a un valor constante a partir de campos reducidos de ~ 1.5 V/(cm·Torr), aínda que no caso de 50% He 50% CH₄ e no de 60% He 40% CH₄ semella que a tendencia posterior é diminuír. É lóxico que ó aumenta-la proporción de CH₄ aumente a velocidade de deriva pois, ó haber máis colisións inelásticas, hai unha forte diminución da enerxía característica e das compoñentes isotropas das colisións elásticas.

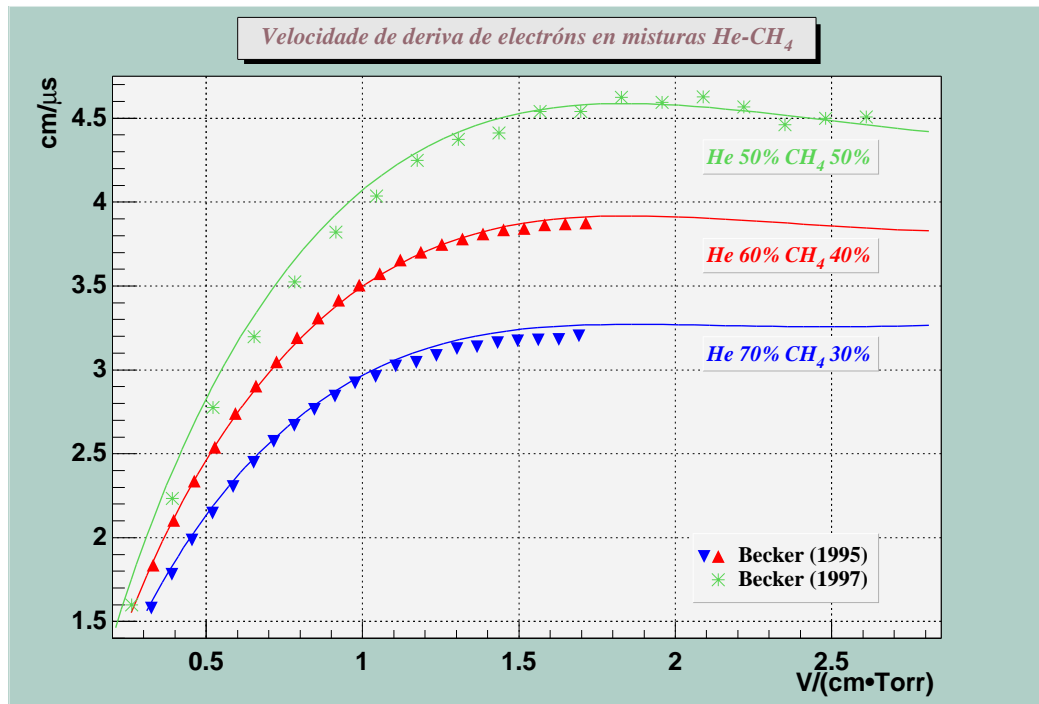


Figura 4.3: Velocidade de deriva de elétrons en varias misturas helio-metano. Os datos experimentais son de Becker et al. [90]

4.1. MISTURAS DO HELIO

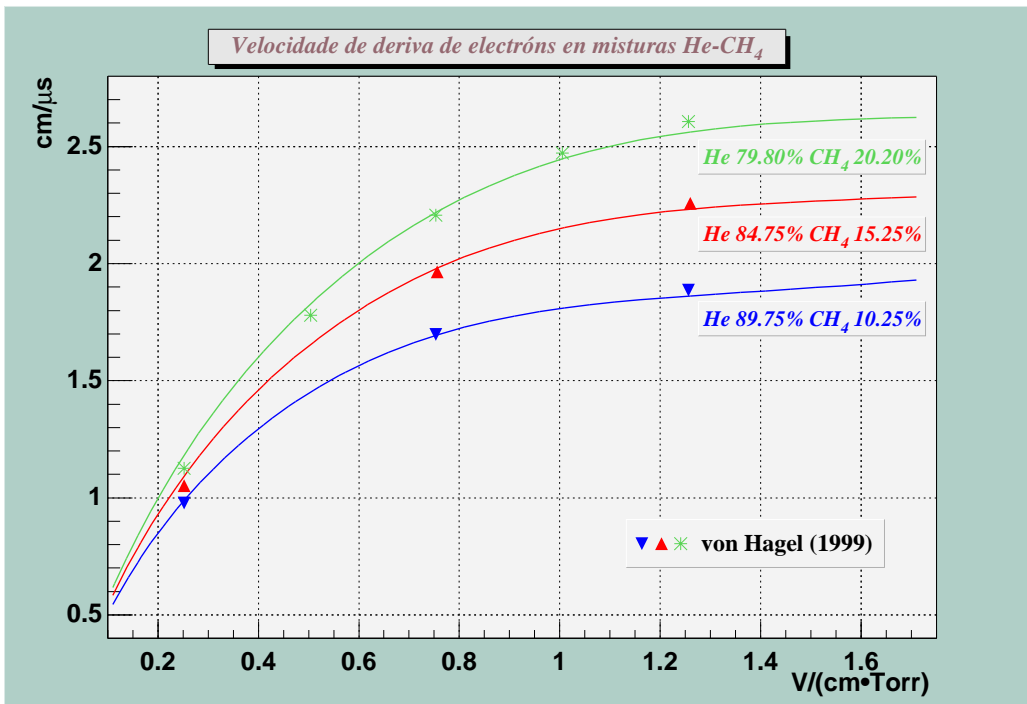


Figura 4.4: Velocidade de deriva de elétrons en varias misturas helio-metano. Os datos experimentais son de von Hagel et al. [55].

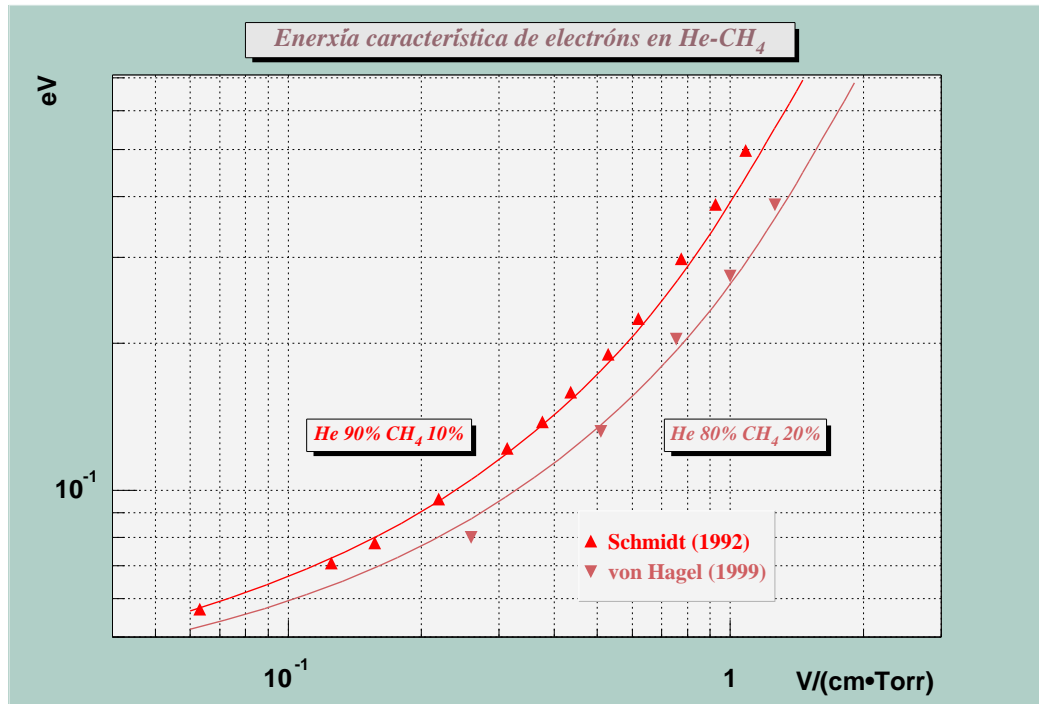


Figura 4.5: Enerxía característica transversal dos electróns en misturas de helio e metano. Compárase cos valores experimentais ofrecidos por Schmidt e Martens [47] e von Hagel et al. [55].

Na figura 4.5 aparecen as enerxías características transversais de misturas de helio e metano. Nos dous casos dispoñibles, as enerxías características calculadas reproducen os datos experimentais de forma satisfactoria.

4.2 Misturas do neon

Nas figuras 4.6 e 4.7 represéntase a velocidade de deriva de electróns en distintas misturas de neon e metano.

Pódese afirmar que se reproducen os valores experimentais de xeito adecuado. No caso de Ne 90% CH_4 10% os datos de Becker et al. [90] son sistematicamente superiores ós de Lehraus et al. [95] nun $\sim 6\%$. O resultado deste traballo practicamente coincide cos datos de Lehraus et al. ata un campo reducido de $\sim 1.3 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})$. Para campos reducidos maiores

4.2. MISTURAS DO NEON

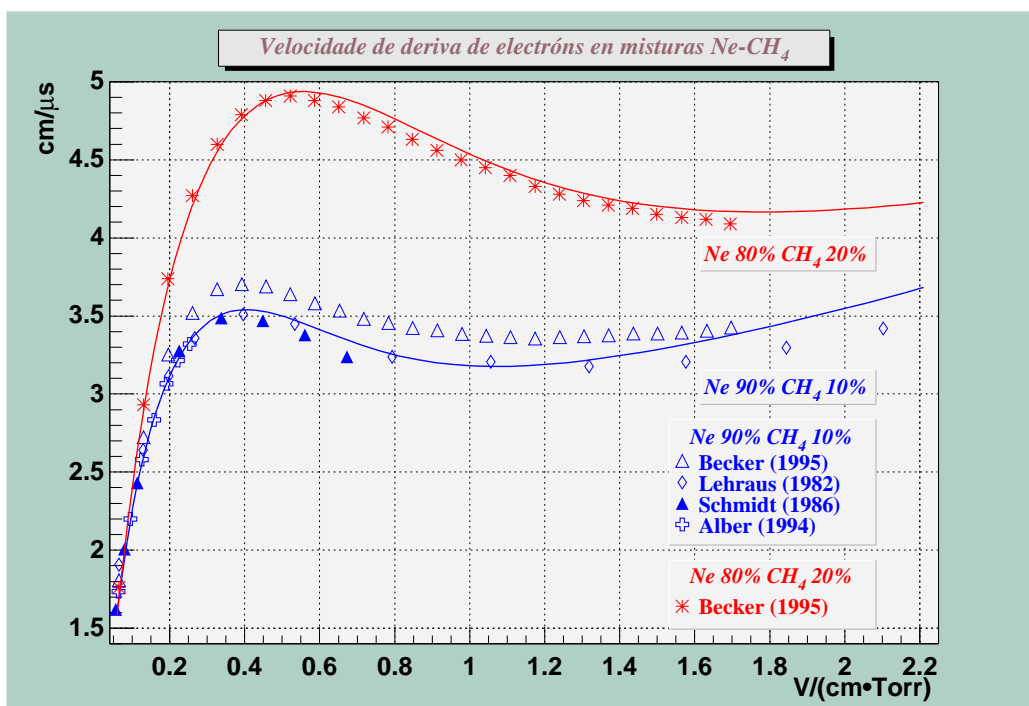


Figura 4.6: Velocidade de deriva de elétrons en varias misturas neon-metano. Os datos experimentais son de Schmidt [98], Lehraus et al. [95], Alber et al. [86] e Becker et al. [90]

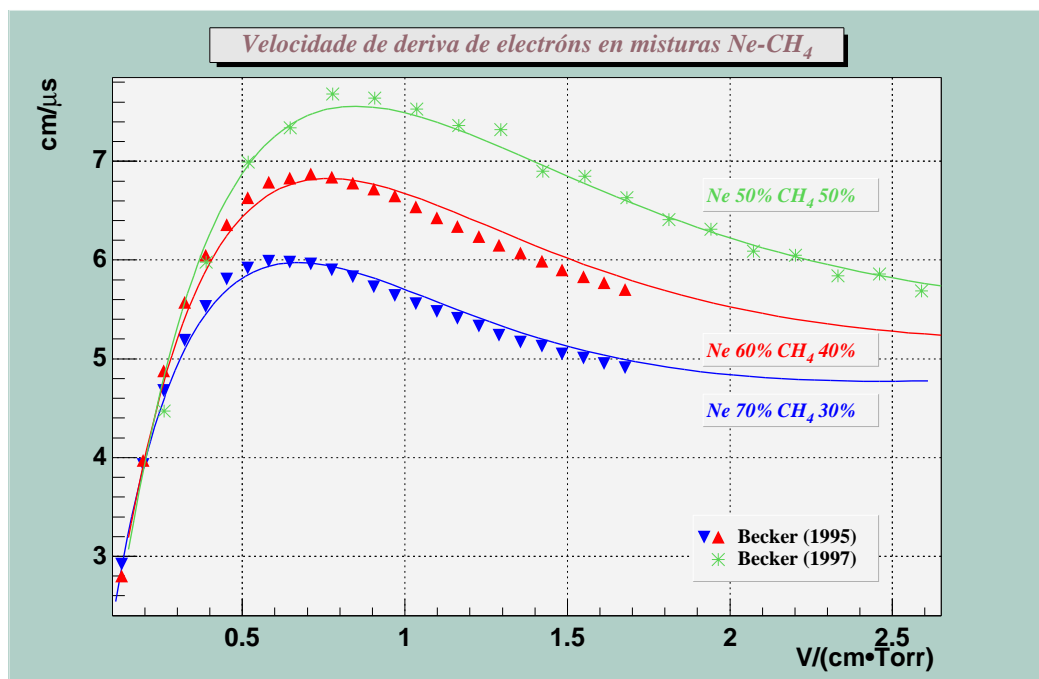


Figura 4.7: Velocidade de deriva de elétrons em varias misturas neon-metano. Os dados experimentais son de Becker et al. [90]

4.3. MISTURAS DO CRIPTON

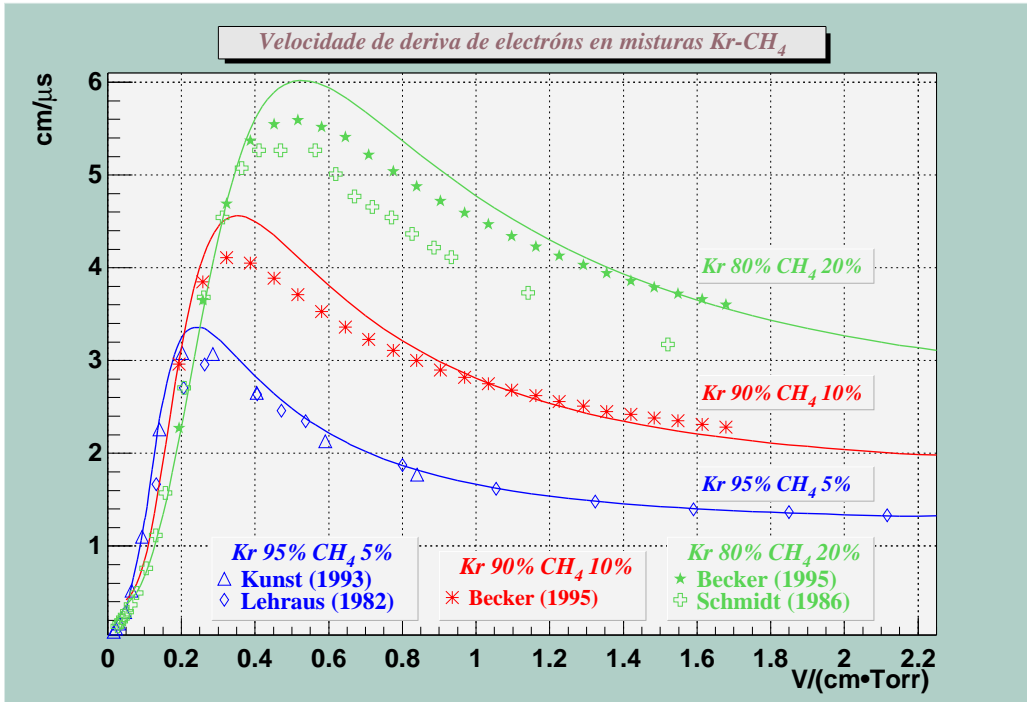


Figura 4.8: Velocidade de deriva de electróns en varias misturas cripton-metano. Os datos experimentais son de Schmidt [98], Lehraus et al. [95], Kunst et al. [85] e Becker et al. [90].

obtéñense valores algo maiores ata unha diferenza máxima de $\sim 5\%$. No caso das misturas Ne 80% CH₄ 20%, Ne 70% CH₄ 30% e Ne 60% CH₄ 40% as velocidades de deriva teñen un máximo a partir do cal os resultados do cálculo están sempre lixeiramente (menos de $\sim 2\%$) por riba dos datos de Becker et al.. En Ne 50% CH₄ 50% hai unha mellor coincidencia.

4.3 Misturas do cripton

Na figura 4.8 e 4.9 represéntase a velocidade de deriva de electróns en distintas misturas de cripton e metano.

En tódalas misturas de cripton con metano a velocidade de deriva ten un comportamento semellante, no rango de campo reducido estudado: primeiro aumenta moi rapidamente co campo reducido ata un máximo e logo diminúe.

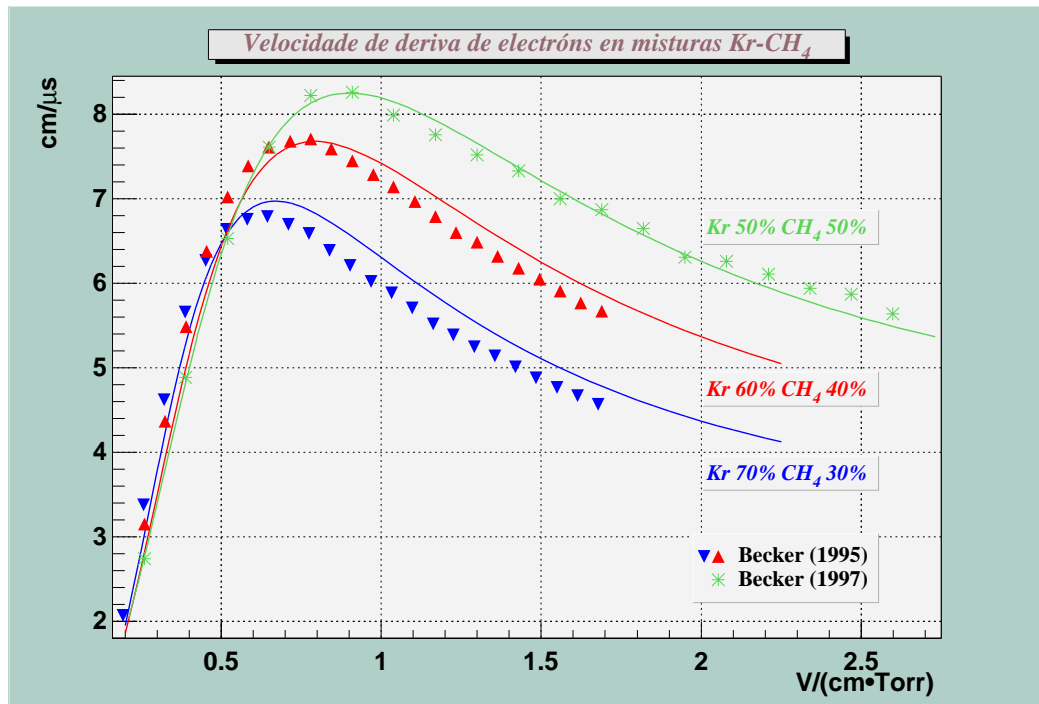


Figura 4.9: Velocidade de deriva de elétrons en varias misturas cripton-metano. Os dados experimentais son de Becker et al. [90].

4.4. MISTURAS DO XENON.

A posición do máximo móvese cara a campos reducidos máis altos segundo a concentración de CH_4 aumenta. Ademais, as velocidades toman valores máis altos cando medra a proporción de metano.

Comparando os resultados teóricos cos experimentais, vese que nas misturas Kr 90% CH_4 10%, Kr 80% CH_4 20% e Kr 70% CH_4 30% o valor do máximo das velocidades teórico sempre é maior có experimental. Nas outras tres misturas estudadas os resultados son mellores, sobre todo na de Kr 50% CH_4 50%. Nas misturas Kr 70% CH_4 30%, Kr 60% CH_4 40% despois do máximo das velocidades os valores teóricos dan sistematicamente por riba dos experimentais cunha diferenca de $\sim 4\text{-}7\%$ en Kr 70% CH_4 30% e $\sim 3\text{-}5\%$ en Kr 60% CH_4 40%.

Coma o máximo nas velocidades é debido ás seccións inelásticas do metano, para explica-la discrepancia nas tres primeiras misturas existe, a posibilidade de que as seccións inelásticas do metano que se empregan non sexan exactamente correctas. Outra explicación, tendo en conta a mellora nas outras tres, pode ser que os datos experimentais non sexan totalmente correctos, aínda que por exemplo Becker et al. [90] afirman que os seus datos teñen un erro menor de $\sim 1\%$.

4.4 Misturas do xenon.

Nas figuras 4.10 e 4.11 represéntase a velocidade de deriva de electróns en distintas misturas de xenon e metano. Na figura 4.10 obsérvase que non é posible reproducir os datos experimentais de Lehraus et al. [95], sobre todo na mistura de Xe 80% CH_4 20%, na que só hai valores semellantes por riba de $2 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})$. Para a mistura Xe 95% CH_4 5%, o máximo das velocidades obtido neste traballo está desprazado a un valor menor do campo reducido.

Os resultados son moito mellores se se comparan cos de Becker et al. [90], especialmente na mistura Xe 60% CH_4 40%, onde practicamente coinciden. En Xe 70% CH_4 30% obtéñense valores $\sim 5\text{-}6\%$ máis altos para campos reducidos superiores a $\sim 1.8 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})$. E en Xe 80% CH_4 20% reproducense moi ben ata $\sim 1.2 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})$ e logo o resultado do cálculo é progresivamente máis baixo para achegarse ós valores de Lehraus et al..

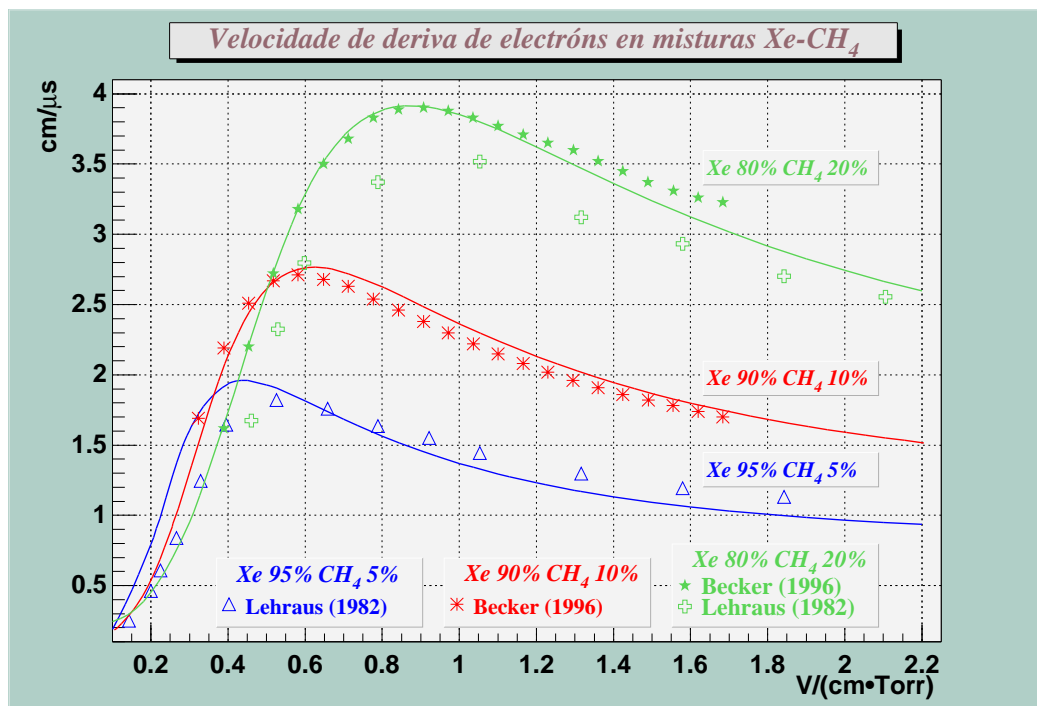


Figura 4.10: Velocidade de deriva de elétrons em varias misturas xenon-metano. Os dados experimentais son de Lehraus et al. [95] e Becker et al. [90].

4.4. MISTURAS DO XENON.

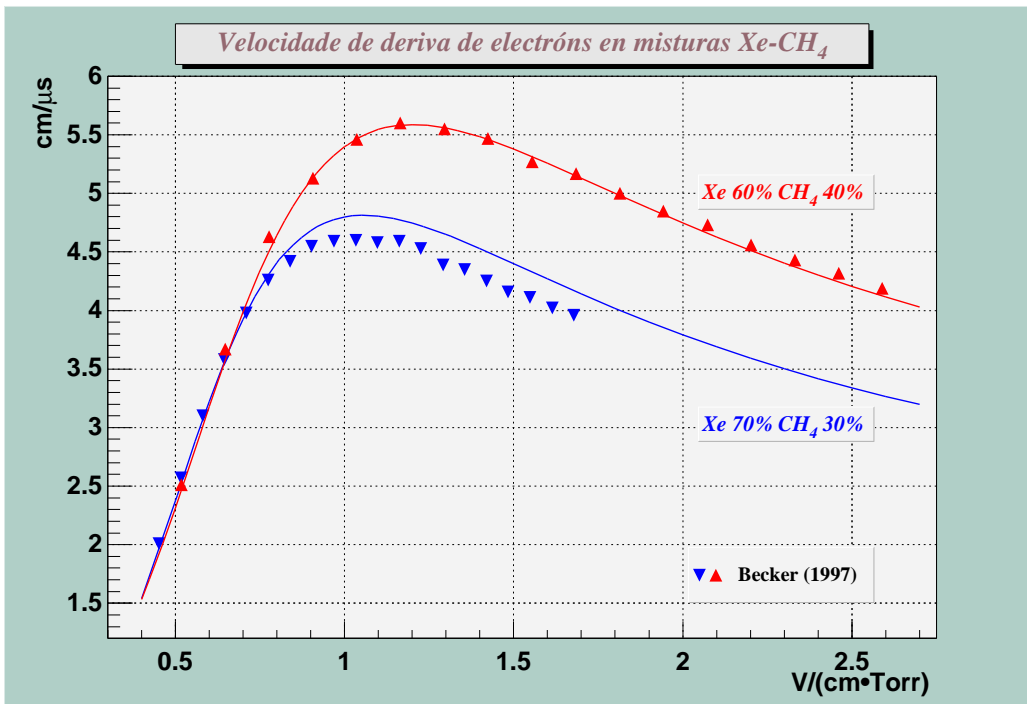


Figura 4.11: Velocidade de deriva de elétrons en varias misturas xenon-metano. Os datos experimentais son de Becker et al. [90].

Capítulo 5

Isobutano e as súas misturas con gases nobres

O isobutano, tamén chamado 2-metilpropano, é un isómero do butano (é dicir ten os mesmos átomos pero conectados de distinto xeito) e ten por fórmula química $(\text{CH}_3)_2\text{CHCH}_3$. É un gas moi usado coma compoñente das cámaras de deriva, coa función principal de absorber-los fotóns ultravioletas producidos polo gas principal da cámara, que é tamén a misión do CH_4 e de tódolos compoñentes chamados *quencher*s na bibliografía.

Ó contrario dos gases nobres, pódese discutir se o método de resolución da ecuación de Boltzmann a través dunha aproximación de dous termos é o máis adecuado para o isobutano. Isto é debido a que as seccións eficaces inelásticas aparecen a enerxías baixas (~ 0.1 eV) e as seccións eficaces inelásticas totais resultan da orde da elástica en diversas zonas, como poden ser no mínimo de Ramsauer-Townsend ou a enerxías superiores a 4-5 eV, como se verá máis adiante.

Para aclarar un pouco isto pódese observa-lo coeficiente de asimetría para o isobutano no rango de campo reducido estudado na figura 5.1. O coeficiente de asimetría chega a ter un valor superior a 0.5, que non é moito menor que 1 como sería desexable, pero tendo en conta os traballos anteriores [18] e [20], onde se traballou con gases que teñen coeficientes de asimetría moi superiores, cabe pensar que a aproximación de dous termos pode ser axeitada.

Co estudio do isobutano puro só se pode estudar adecuadamente a primeira zona conflictiva nas seccións eficaces (preto do mínimo de Ramsauer-Townsend) pois os electróns non alcanzan enerxía dabondo para estudiala

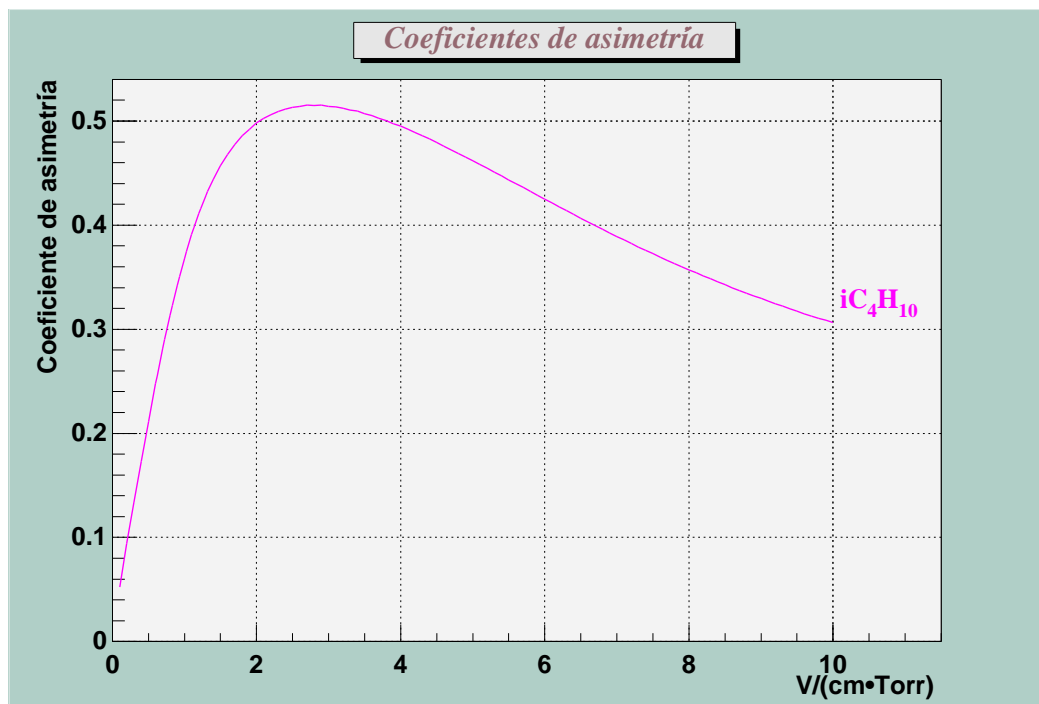


Figura 5.1: Coeficiente de asimetría obtido para o isobutano.

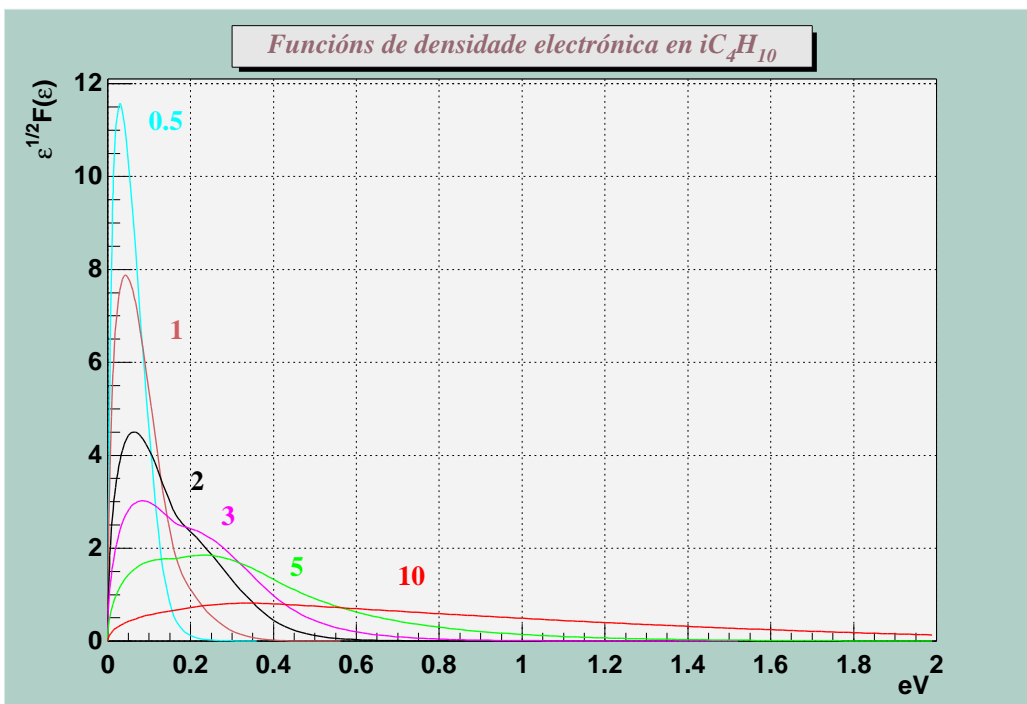


Figura 5.2: Funcións de densidade electrónica fronte á enerxía no isobutano. Representábase para varios valores do campo reducido, expresado en $V/cm \cdot Torr$

segunda zona.

Esto último pódese comprobar na gráfica 5.2 onde están representadas as formas que toman as funcións de densidade electrónica do isobutano. Os electróns colisionan inelásticamente a baixas enerxías perdendo desta forma rapidamente a súa enerxía. Deste xeito incluso para campos reducidos altos como $10 V/(cm \cdot Torr)$ non hai unha cantidade apreciable de electróns por riba de $2 eV$. Ademais, ó contrario do que pasaba nos gases nobres, o desprazamento do máximo das distribucións cara a enerxías menores é moi lento (non se localiza máis aló de $\sim 0.6 eV$ para os valores de campo reducido estudados), o que indica que a maioría dos electróns alcanzan pouca enerxía. Incluso para o campo reducido de $10 V/(cm \cdot Torr)$ a maior parte de electróns teñen enerxías menores de $\sim 1 eV$, o que fai pensar que esta é a enerxía ata a que se poden estudia-las seccións eficaces do isobutano de xeito adecuado co gas puro.

Un problema engadido ó isobutano é a falta de información sobre as

CAPÍTULO 5. ISOBUTANO E AS SÚAS MISTURAS CON GASES NOBRES

seccións eficaces: en comparación cos gases nobres, atopáronse moi poucos autores que ofrecen valores das seccións eficaces que se puideran empregar coma base inicial e que logo é modificada para reproducir os parámetros de deriva. Neste aspecto tivéronse en conta os traballos [92], [99] e [56] da bibliografía.

No caso das misturas cos gases nobres pódense alcanzar enerxías para os electróns superiores ás que se chega co isobutano puro e polo tanto estudar deste xeito nunha zona máis ampla do rango de enerxías a sección eficaz. Isto é especialmente certo no argon, cripton e xenon onde a sensibilidade ás seccións do isobutano é maior debido á menor perda de enerxía dos electróns por colisións con estes átomos.

Polo tanto as seccións eficaces do isobutano presentadas con anterioridade serán agora completadas grazas a axustar os parámetros de deriva do gas nas súas misturas.

Nas seguintes seccións traballarase principalmente coa velocidade de deriva, pois é o parámetro do que hai máis información experimental dispoñible. Nos casos nos que tamén haxa valores experimentais para a enerxía característica tamén se dará esta.

5.1 Estudio do isobutano puro

Como xa se comentou, co isobutano puro só se poden estudar as seccións eficaces ata unha enerxía de ~ 1 eV. Isto é o que se mostra na figura 5.3. Por riba desta enerxía non se pode especificar as seccións eficaces mentres que non se estudien as misturas do isobutano cos gases nobres.

Na gráfica 5.4 están representadas as velocidades de deriva de electróns en isobutano puro ata un valor do campo reducido de $2.5 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})$. Atópase que as seccións eficaces do isobutano a valores da enerxía superiores a 1 eV non afectan significativamente ás velocidades de deriva por debaixo de, aproximadamente, ese valor do campo reducido. As velocidades de deriva dos electróns a campos reducidos máis altos mostráronse na sección 5.2.1.

Non existe un acordo perfecto entre os distintos resultados experimentais, con diferencias superiores a $\sim 15\%$ entre os valores dados por Lehraus et al. [95] e Schmidt [98], e pola información que dan os diferentes autores non hai ningunha razón especial para preferir uns resultados ou outros. No rango de campo reducido entre $\sim 0.6 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})$ e $\sim 2.5 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})$ a velocidade de deriva obtida reproduce adecuadamente os valores máis recentes medidos

5.1. ESTUDIO DO ISOBUTANO PURO

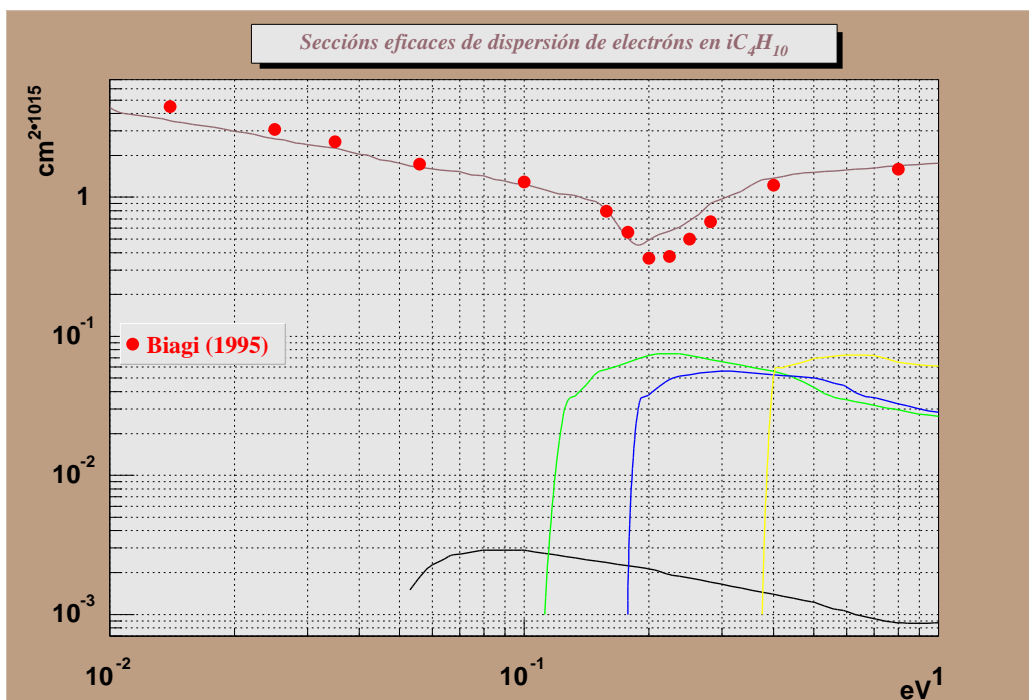


Figura 5.3: Seccións eficaces de dispersión de electróns en isobutano en enerxías menores de 1 eV. Compárase a sección eficaz de transferencia de momento coa ofrecida por Biagi [56]

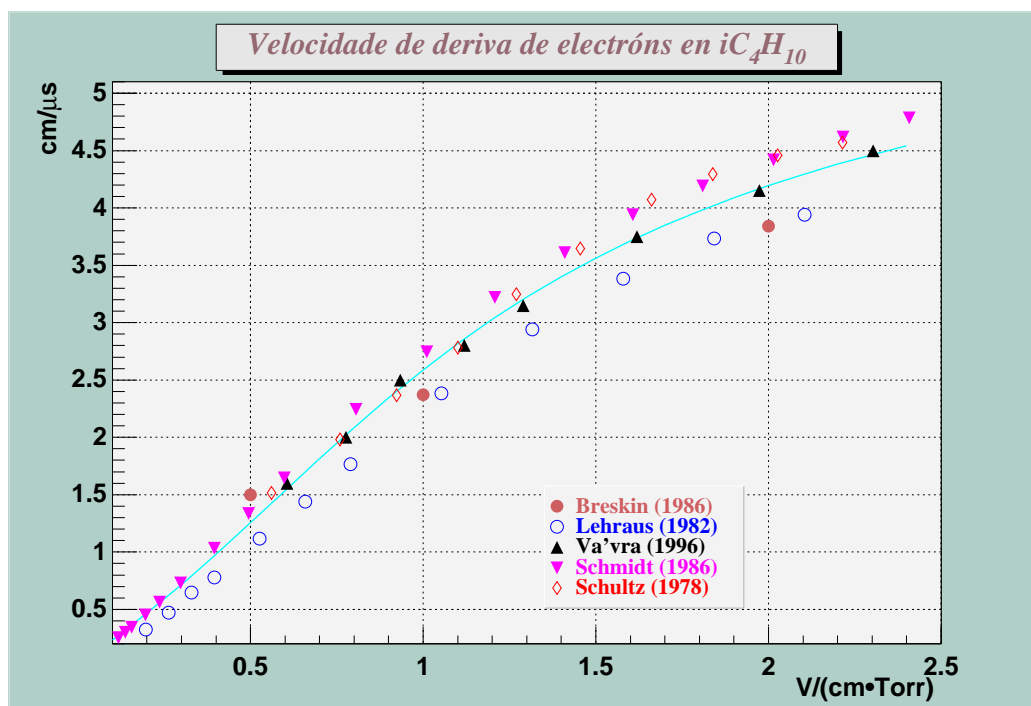


Figura 5.4: Velocidade de deriva dos electróns en isobutano. Compárase cos resultados das medicións de Breskin e Chechik [97], Lehraus et al. [95], Va'vra et al. [100], Schultz e Gresser [93] e Schmidt [98]

por Va'vra et al. [100]. Para campos reducidos menores a ~ 0.6 V/(cm·Torr) tense un bo acordo coa velocidade de deriva de Schmidt [98].

Non se atoparon valores experimentais da enerxía característica transversal dos electróns no isobutano, unicamente teóricos. Por esta razón a comparación entre os resultados deste traballo e os outros mostrarase na sección 5.2.1.

5.2 Misturas isobutano-argon

5.2.1 Mistura argon 80% isobutano 20%

O proceso que se seguiu para traballar coas misturas foi centrarse primeiro nunha delas para logo comproba-los resultados coas demais. Isto faise por motivos prácticos: debido á existencia de datos experimentais en bastantes misturas, estudialas todas simultaneamente sería moi engorroso. En todo caso hai que dicir que tamén hai que facer comprobacións no isobutano puro, pois sempre existiría a posibilidade de que, ó intentar optimiza-los resultados para as misturas, non se puidese logo reproducir os valores experimentais dos parámetros de deriva de electróns no isobutano puro.

A mistura que se escolleu para analizar inicialmente foi a de argon 80% isobutano 20%. A razón é que, das misturas nas que se atoparon datos experimentais semellantes procedentes de varios autores, esta é na que o rango de campo reducido para o que hai valores é maior. As outras misturas onde hai unha clara coincidencia entre os resultados de diversos autores son de helio e isobutano.

A figura 5.5 mostra as velocidades de deriva calculadas en comparación coas experimentais. En primeiro lugar vese que os valores medidos experimentalmente por dous grupos distintos, Becker et al. [90] e Ma et al. [94], son practicamente coincidentes, como xa se mencionara. A velocidade de deriva calculada pódese considerar que sempre é lixeiramente maior, cunha diferenza máxima de $\sim 3\%$ respecto ás de Becker et al. nos campos reducidos máis altos estudados.

Coa información das misturas pódese completa-las seccións eficaces do isobutano. Estas están representadas na figura 5.6, e nas táboas 5.1, 5.2, 5.3, 5.4, 5.5, 5.6, 5.7, 5.8 e 5.9 especificanse os valores das distintas seccións. Na figura 5.7 represéntanse a segunda, terceira, cuarta e quinta seccións eficaces de vibración do isobutano comparándoas coas ofrecidas por Biagi [56]. As

CAPÍTULO 5. ISOBUTANO E AS SÚAS MISTURAS CON GASES NOBRES

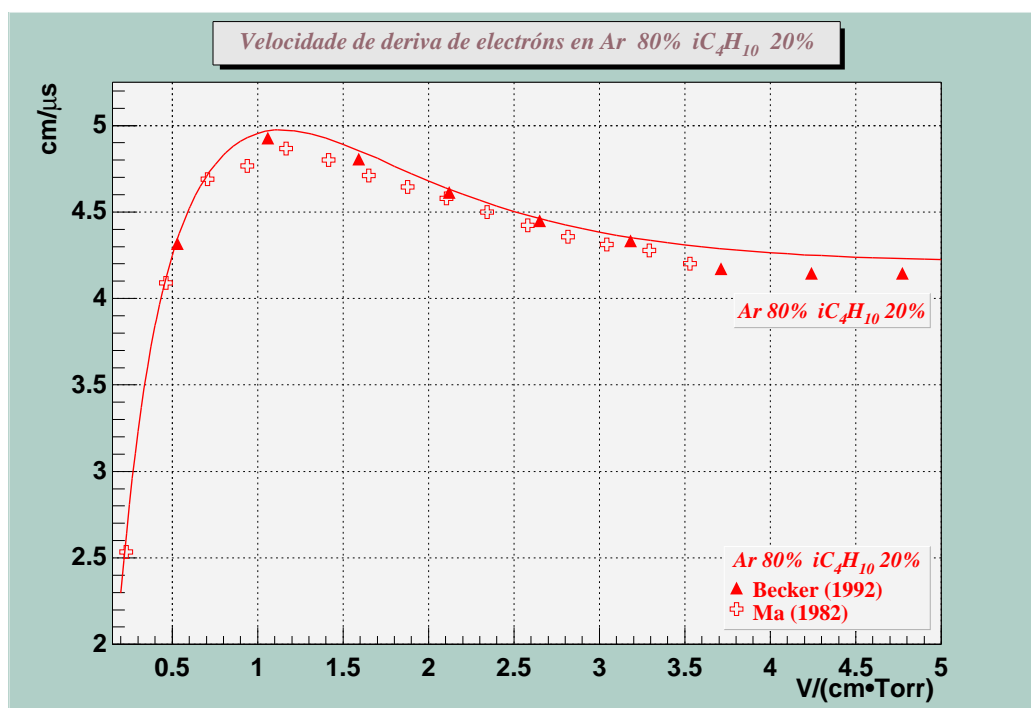


Figura 5.5: Velocidade de deriva de electróns na mistura argon 80% isobutano 20%. Os datos experimentais son de Becker et al. [90] e Ma et al. [94]

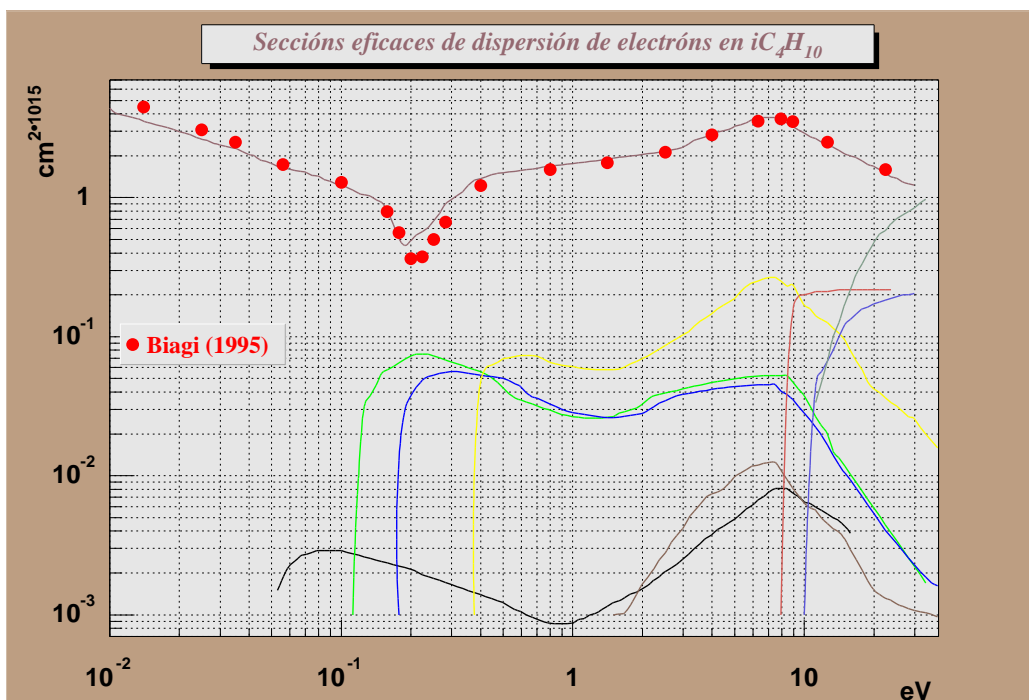


Figura 5.6: Seccións eficaces de transferencia de momento e inelásticas do isobutano. Compárase a sección eficaz de transferencia de momento coa ofrecida por Biagi [56].

demais seccións eficaces inelásticas son iguais ás que dá este autor. Hai que sinalar que, de xeito semellante ó que acontecía no isobutano puro, as velocidades de deriva nas misturas nos rangos de campo reducido estudados apenas se ven afectadas polo valor das seccións eficaces a enerxías maiores de ~ 10 eV, aínda que tamén é certo que nesas enerxías é onde se atopa a sección eficaz de ionización, proceso que xa non se ten en conta no modelo empregado.

O isobutano puro agora

Cun maior coñecemento das seccións eficaces vólvese agora ó isobutano puro para comproba-la velocidade de deriva dos electróns a campos reducidos maiores dos que se estudaron na figura 5.4. Na figura 5.8 está representada a velocidade de deriva dos electróns en isobutano que se obtivo coas seccións

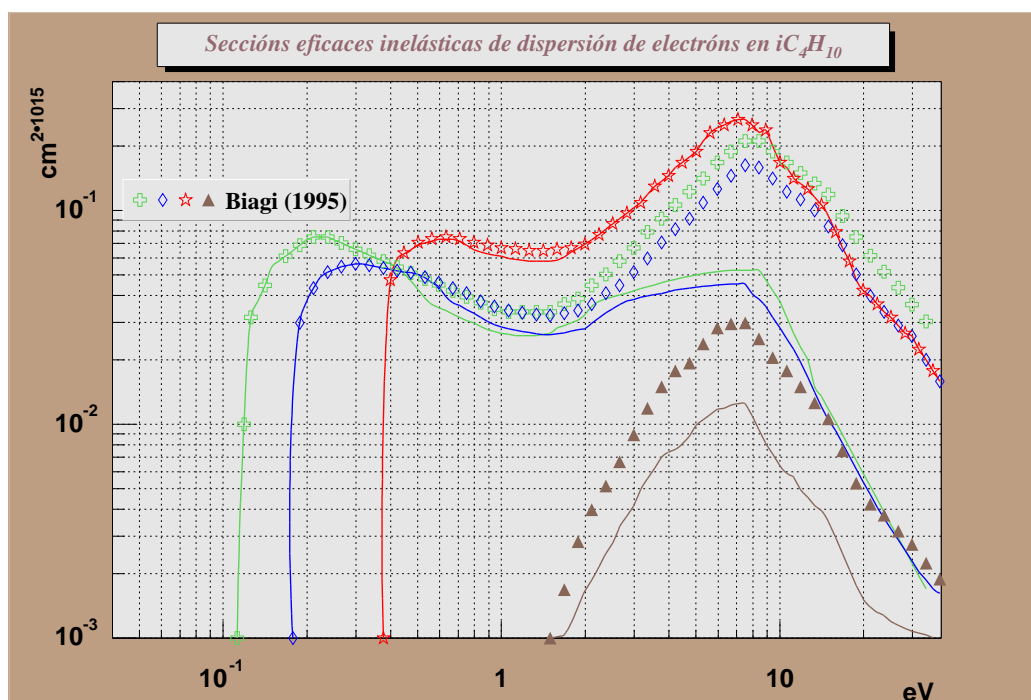


Figura 5.7: Segunda, terceira, cuarta e quinta seccións eficaces de vibración do isobutano empregadas neste traballo en comparación coas ofrecidas por Biagi [56].

5.2. MISTURAS ISOBUTANO-ARGON

Energía	Sección	Energía	Sección	Energía	Sección
0.010	4.416	0.14	0.975	1.80	2.000
0.011	3.984	0.15	0.918	1.90	2.022
0.012	3.832	0.16	0.777	2.0	2.043
0.013	3.711	0.17	0.610	2.2	2.082
0.014	3.534	0.18	0.496	2.4	2.121
0.015	3.424	0.19	0.457	2.6	2.179
0.016	3.337	0.20	0.492	2.8	2.234
0.017	3.258	0.22	0.559	3.0	2.313
0.018	3.177	0.24	0.625	3.5	2.642
0.019	3.075	0.26	0.733	4.0	2.889
0.020	2.983	0.28	0.886	4.5	3.029
0.022	2.849	0.30	0.972	5.0	3.251
0.024	2.679	0.35	1.201	6.0	3.669
0.026	2.595	0.40	1.368	7.0	3.758
0.028	2.468	0.45	1.466	8.0	3.630
0.030	2.394	0.50	1.513	9.0	3.222
0.035	2.251	0.55	1.542	10.0	2.904
0.040	2.038	0.60	1.569	11.0	2.689
0.045	1.857	0.70	1.618	12.0	2.489
0.050	1.761	0.80	1.681	13.0	2.336
0.055	1.656	0.90	1.721	14.0	2.198
0.060	1.599	1.00	1.758	15.0	2.053
0.070	1.521	1.10	1.792	16.0	1.987
0.080	1.419	1.20	1.823	17.0	1.918
0.090	1.308	1.30	1.853	18.0	1.811
0.100	1.245	1.40	1.880	19.0	1.722
0.11	1.154	1.50	1.928	20.0	1.675
0.12	1.068	1.60	1.953	22.0	1.524
0.13	1.034	1.70	1.977	24.0	1.405

Táboa 5.1: Sección eficaz de transferencia de momento do $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$. As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-15}cm^2 .

CAPÍTULO 5. ISOBUTANO E AS SÚAS MISTURAS CON GASES NOBRES

Enerxía	Sección	Enerxía	Sección	Enerxía	Sección
0.055	1.73	0.30	1.65	2.0	1.54
0.060	2.26	0.35	1.51	2.2	1.73
0.070	2.72	0.40	1.39	2.4	1.92
0.080	2.90	0.45	1.30	2.6	2.12
0.090	2.90	0.50	1.22	2.8	2.29
0.100	2.90	0.55	1.11	3.0	2.53
0.11	2.77	0.60	1.05	3.5	3.19
0.12	2.67	0.70	0.93	4.0	3.79
0.13	2.58	0.80	0.87	4.5	4.37
0.14	2.49	0.90	0.86	5.0	4.85
0.15	2.41	1.00	0.87	6.0	6.19
0.16	2.35	1.10	0.94	7.0	7.58
0.17	2.28	1.20	1.00	8.0	8.09
0.18	2.23	1.30	1.06	9.0	7.43
0.19	2.17	1.40	1.14	10.0	6.49
0.20	2.13	1.50	1.22	11.0	6.08
0.22	1.97	1.60	1.27	12.0	5.57
0.24	1.87	1.70	1.35	13.0	5.15
0.26	1.79	1.80	1.42	14.0	4.78
0.28	1.72	1.90	1.46	15.0	4.32

Táboa 5.2: Primeira sección eficaz de vibración do $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$. As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-18}cm^2 .

5.2. MISTURAS ISOBUTANO-ARGON

Energía	Sección	Energía	Sección	Energía	Sección
0.12	1.35	0.60	3.49	3.00	4.22
0.13	3.49	0.70	3.18	3.50	4.47
0.14	4.35	0.80	2.96	4.00	4.68
0.15	5.47	0.90	2.75	4.50	4.85
0.16	5.84	1.00	2.66	5.00	4.99
0.17	6.20	1.10	2.61	6.00	5.18
0.18	6.57	1.20	2.60	7.00	5.25
0.19	6.93	1.30	2.60	8.00	5.25
0.20	7.29	1.40	2.63	9.00	4.65
0.22	7.50	1.50	2.67	10.0	3.76
0.24	7.45	1.60	2.83	11.0	2.84
0.26	7.12	1.70	2.92	12.0	2.24
0.28	6.83	1.80	3.00	13.0	1.72
0.30	6.57	1.90	3.10	14.0	1.37
0.35	6.03	2.00	3.26	15.0	1.17
0.40	5.59	2.20	3.69	16.0	1.00
0.45	5.02	2.40	3.88	17.0	0.87
0.50	4.28	2.60	3.98	18.0	0.76
0.55	3.73	2.80	4.09	19.0	0.66

Táboa 5.3: Segunda sección eficaz de vibración do $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$. As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-17}cm^2 .

CAPÍTULO 5. ISOBUTANO E AS SÚAS MISTURAS CON GASES NOBRES

Enerxía	Sección	Enerxía	Sección	Enerxía	Sección
0.19	3.10	1.00	2.85	3.50	4.03
0.20	3.78	1.10	2.77	4.00	4.17
0.22	4.70	1.20	2.71	4.50	4.29
0.24	5.18	1.30	2.66	5.00	4.37
0.26	5.40	1.40	2.62	6.00	4.48
0.28	5.54	1.50	2.62	7.00	4.53
0.30	5.62	1.60	2.65	8.00	4.05
0.35	5.48	1.70	2.69	9.00	3.48
0.40	5.30	1.80	2.73	10.0	2.82
0.45	5.15	1.90	2.77	11.0	2.33
0.50	5.02	2.00	2.81	12.0	1.90
0.55	4.69	2.20	3.09	13.0	1.52
0.60	4.33	2.40	3.36	14.0	1.24
0.70	3.61	2.60	3.57	15.0	1.04
0.80	3.28	2.80	3.75	16.0	0.91
0.90	3.00	3.00	3.84	17.0	0.79

Táboa 5.4: Terceira sección eficaz de vibración do $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$. As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-17}cm^2 .

Enerxía	Sección	Enerxía	Sección	Enerxía	Sección
0.40	4.80	1.50	5.78	4.50	16.91
0.45	6.21	1.60	5.88	5.00	18.79
0.50	6.90	1.70	6.11	6.00	24.47
0.55	7.14	1.80	6.44	7.00	26.51
0.60	7.33	1.90	6.69	8.00	24.88
0.70	7.22	2.00	6.95	9.00	23.09
0.80	6.51	2.20	7.58	10.0	16.79
0.90	6.25	2.40	8.26	11.0	14.73
1.00	6.10	2.60	8.95	12.0	13.21
1.10	5.91	2.80	9.64	13.0	12.01
1.20	5.84	3.00	10.33	14.0	10.74
1.30	5.78	3.50	12.69	15.0	9.38
1.40	5.78	4.00	14.63	16.0	7.74

Táboa 5.5: Cuarta sección eficaz de vibración do $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$. As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-17}cm^2 .

5.2. MISTURAS ISOBUTANO-ARGON

Energía	Sección	Energía	Sección	Energía	Sección
1.50	0.10	3.00	0.42	11.0	0.57
1.60	0.10	3.50	0.61	12.0	0.49
1.70	0.11	4.00	0.74	13.0	0.43
1.80	0.12	4.50	0.82	14.0	0.40
1.90	0.14	5.00	0.98	15.0	0.35
2.00	0.17	6.00	1.18	16.0	0.29
2.20	0.21	7.00	1.24	17.0	0.24
2.40	0.25	8.00	1.08	18.0	0.20
2.60	0.31	9.00	0.80	19.0	0.17
2.80	0.37	10.0	0.64	20.0	0.15

Táboa 5.6: Quinta sección eficaz de vibración do $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$. As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-17}cm^2 .

Energía	Sección	Energía	Sección	Energía	Sección
8.00	0.57	12.0	21.13	16.0	21.73
9.00	15.69	13.0	21.27	17.0	21.73
10.0	19.95	14.0	21.67	18.0	21.73
11.0	20.92	15.0	21.73	19.0	21.73

Táboa 5.7: Primeira sección eficaz de excitación do $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$. As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-17}cm^2 .

Energía	Sección	Energía	Sección	Energía	Sección
10.0	0.10	13.0	7.38	16.0	13.53
11.0	3.32	14.0	9.67	17.0	14.80
12.0	5.80	15.0	12.27	18.0	15.94

Táboa 5.8: Segunda sección eficaz de excitación do $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$. As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-17}cm^2 .

Energía	Sección	Energía	Sección	Energía	Sección
12.0	5.05	15.0	17.45	18.0	34.80
13.0	8.51	16.0	22.77	19.0	40.91
14.0	12.18	17.0	29.32	20.0	47.61

Táboa 5.9: Sección eficaz de ionización do $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$. As enerxías están en eV e a sección eficaz está en 10^{-17}cm^2 .

CAPÍTULO 5. ISOBUTANO E AS SÚAS MISTURAS CON GASES NOBRES

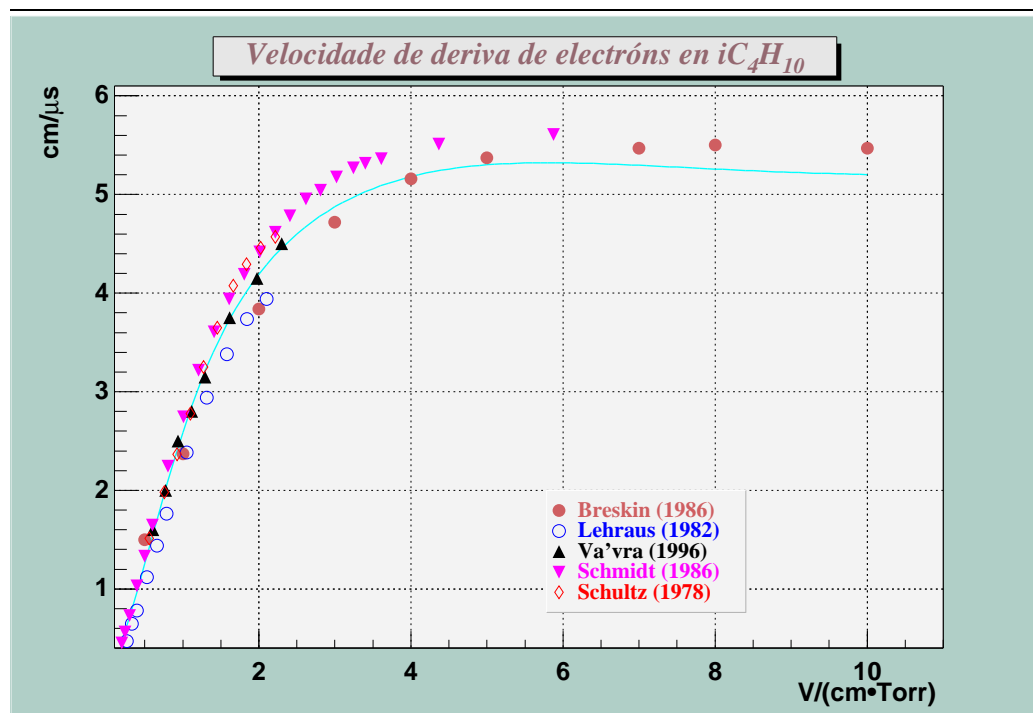


Figura 5.8: Velocidade de deriva dos electróns en isobutano. Compárase cos resultados das medicións de Breskin e Chechik [97], Lehraus et al. [95], Va'vra et al. [100], Schultz e Gresser [93] e Schmidt [98]

eficaces que se dan nas táboas 5.1, 5.2, 5.3, 5.4, 5.5, 5.6, 5.7, 5.8 e 5.9. Tamén se fai unha comparación coa velocidade de deriva que dan outros autores.

Para campos superiores a $\sim 2.5 V/(cm \cdot Torr)$ os resultados obtidos vanse aproximando primeiramente ós de Breskin e Chechik [97] para logo ter valores máis baixos. Hai que sinalar que modificando as seccións inelásticas axeitadamente no rango de enerxías entre $\sim 0.5 eV$ e $\sim 2 eV$ é posible obter para campos reducidos superiores a $\sim 2.5 V/(cm \cdot Torr)$ velocidades de deriva que practicamente coinciden coas de Breskin e Chechik. Non se fixo así porque nese caso os resultados que se obterían nas mesturas do isobutano con outros gases non serían satisfactorios. Polo tanto, hai que chegar a un compromiso entre os resultados do isobutano coma gas puro e os que se obteñen nas súas mesturas. Pódese pensar que estes problemas son debidos a que a aproximación de dous termos xa non é válida para estudar ese rango de enerxía e enerxías maiores. En todo caso isto só sería posible afirmalo

5.2. MISTURAS ISOBUTANO-ARGON

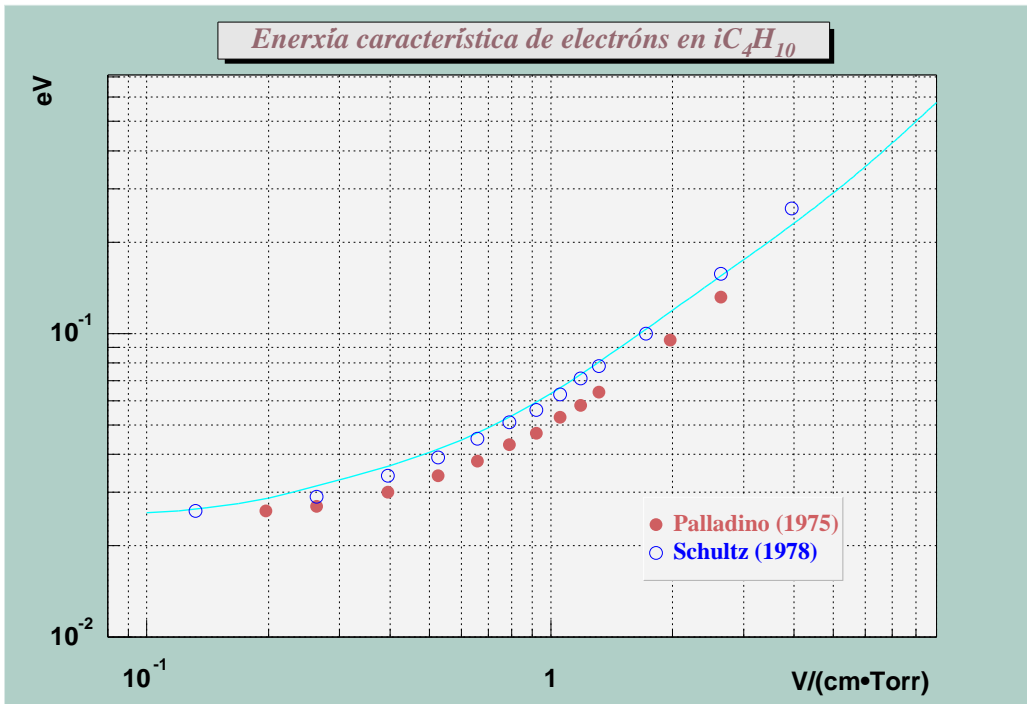


Figura 5.9: Enerxía característica transversal dos electróns en isobutano. Compárase cos valores teóricos ofrecidos por Palladino e Sadoulet [92] e Schultz e Gresser [93].

totalmente comparando os resultados desta aproximación cos dun método multitermo, pois tamén existe a posibilidade de que os valores de Breskin e Chechik non sexan de todo correctos.

Na figura 5.9 represéntase a enerxía característica dos electróns no isobutano.

Non se atoparon resultados experimentais deste parámetro para poder comparar cos teóricos. A enerxía característica aquí obtida é algo superior á que obtiveron Palladino e Sadoulet [92], aínda que se comporta do mesmo xeito. Pero hai que ter en conta que as seccións eficaces coas que traballaron eran moi diferentes ás empregadas neste traballo debido ó descoñecemento que había naquela época das seccións eficaces. Por exemplo, para enerxías menores que 1 eV consideraron unha sección eficaz total constante de $1.1 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$. Por outra banda os resultados seméllanse máis á enerxía característica que dan Schultz e Gresser [93]. Estes autores utilizan unha

CAPÍTULO 5. ISOBUTANO E AS SÚAS MISTURAS CON GASES NOBRES

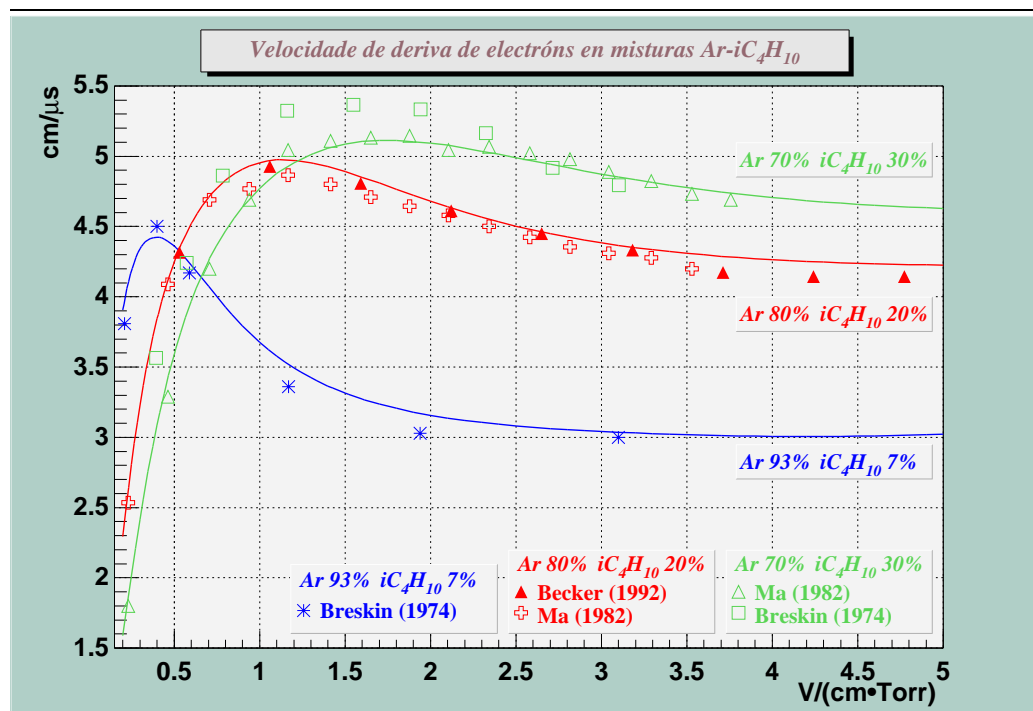


Figura 5.10: Velocidade de deriva de electróns en varias misturas argon-isobutano. Os datos experimentais son de Breskin et al. [91], Becker et al. [90] e Ma et al. [94]

sección eficaz de transferencia de momento máis sofisticada cá de Palladino e Sadoulet pois presenta un mínimo de Ramsauer-Townsend a unha enerxía de ~ 0.2 eV.

5.2.2 Outras misturas isobutano-argon

Nas figuras 5.10 e 5.11 están representadas as velocidades de deriva para cinco misturas distintas de argon con isobutano.

En xeral obtéñense bos resultados ó comparar as velocidades de deriva teóricas coas experimentais. Hai que sinala-la discrepancia entre os datos que dan Breskin et al. [91] cos de Ma et al. [94] nas misturas de argon 70% isobutano 30% e de argon 75% isobutano 25%. Segundo os valores teóricos, os experimentais máis correctos son os de Ma et al.. En todo caso nas outras dúas misturas que se comparan cos datos de Breskin et al. (argon 93%

5.2. MISTURAS ISOBUTANO-ARGON

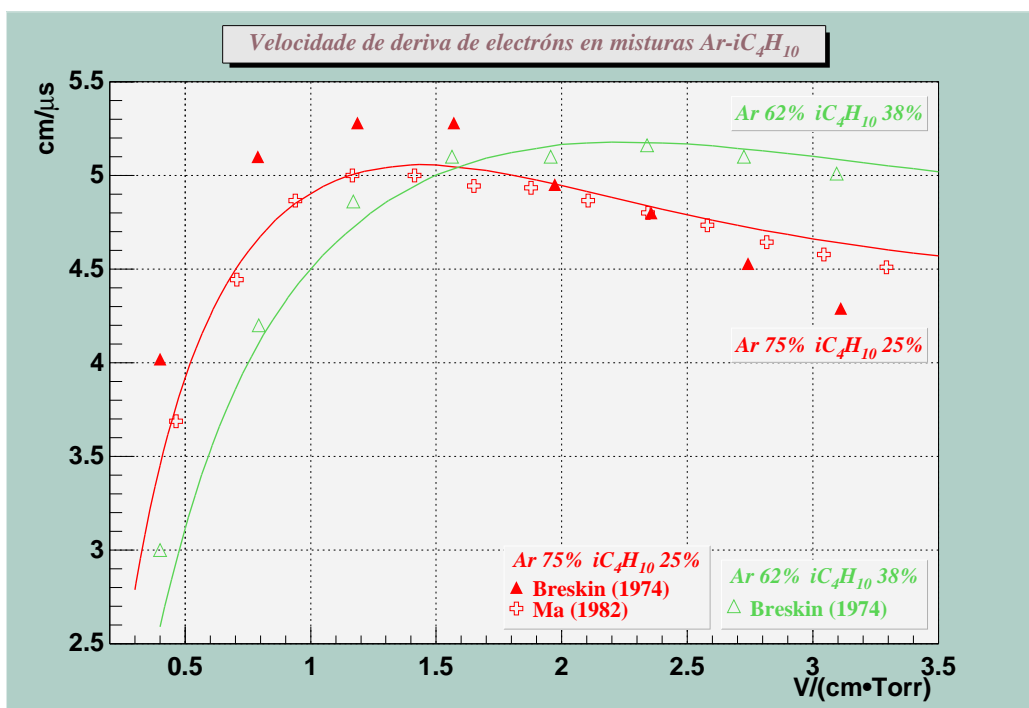


Figura 5.11: Velocidade de deriva de elétrons em varias misturas argon-isobutano. Os dados experimentais son de Breskin et al. [91] e Ma et al. [94]

CAPÍTULO 5. ISOBUTANO E AS SÚAS MISTURAS CON GASES NOBRES

isobutano 7% e argon 62% isobutano 38%) os valores teóricos confirman os experimentais.

Hai que lembrar que para conseguir que os resultados teóricos destas misturas fosen totalmente satisfactorios houbo que modifica-las seccións inelásticas do isobutano no rango de enerxías entre ~ 0.5 eV e ~ 2 eV, o que fai que haxa as diferencias entre as velocidades de deriva teórica e experimental no isobutano puro xa comentadas na sección 5.1.

Na gráfica 5.12 están as funcións de densidade electrónica para as dúas misturas estudadas con maior proporción de argon: Ar 93% iC₄H₁₀ 7% e Ar 80% iC₄H₁₀ 20%. No primeiro caso para o campos reducidos maiores de 2 V(cm·Torr) os electróns alcanzan enerxías superiores a ~ 4 eV, que é o límite superior de enerxía que se podería estudar no isobutano segundo se indicou na subsección anterior. No segundo caso este límite acádase para campos algo menores ca 5 V(cm·Torr). E se aumentasémo-la proporción de isobutano os campos reducidos necesarios para alcanzar esas enerxías irían aumentando. Isto hai que te-lo en conta para ver se os rangos de campo reducido estudados son correctos: aínda que se sobrepasou algo o límite superior no caso da mistura de Ar 93% iC₄H₁₀ 7%, nos demais casos non se deberían presentar problemas.

5.3 Isobutano-neon

Nas figuras 5.13 e 5.14 represéntanse as velocidades de deriva de varias misturas de neon e isobutano.

Os resultados teóricos reproducen relativamente ben os valores experimentais, aínda que os primeiros sexan en xeral lixeiramente máis altos, chegando ata $\sim 5\%$ no caso do Ne 96% iC₄H₁₀ 4%.

Na gráfica 5.15 están representadas as funcións de densidade electrónica para as misturas estudadas con maior e menor proporción de neon: neon 92% isobutano 8% e neon 96% isobutano 4%. Vese que para a primeira os electróns chegan a alcanzar enerxías de ~ 4 eV para o campo reducido de 2 V/(cm·Torr), mentres que para a segunda, nese mesmo campo a enerxía, chega ata ~ 5 eV. Isto indica que, no rango estudado nas misturas, os resultados teóricos deberían ser correctos, aínda que na de neon 96% isobutano 4% os valores nos campos reducidos máis altos poderían verse afectados pola imperfecta determinación das seccións eficaces inelásticas do isobutano a enerxías maiores de ~ 4 eV que xa se comentou.

5.3. ISOBUTANO-NEON

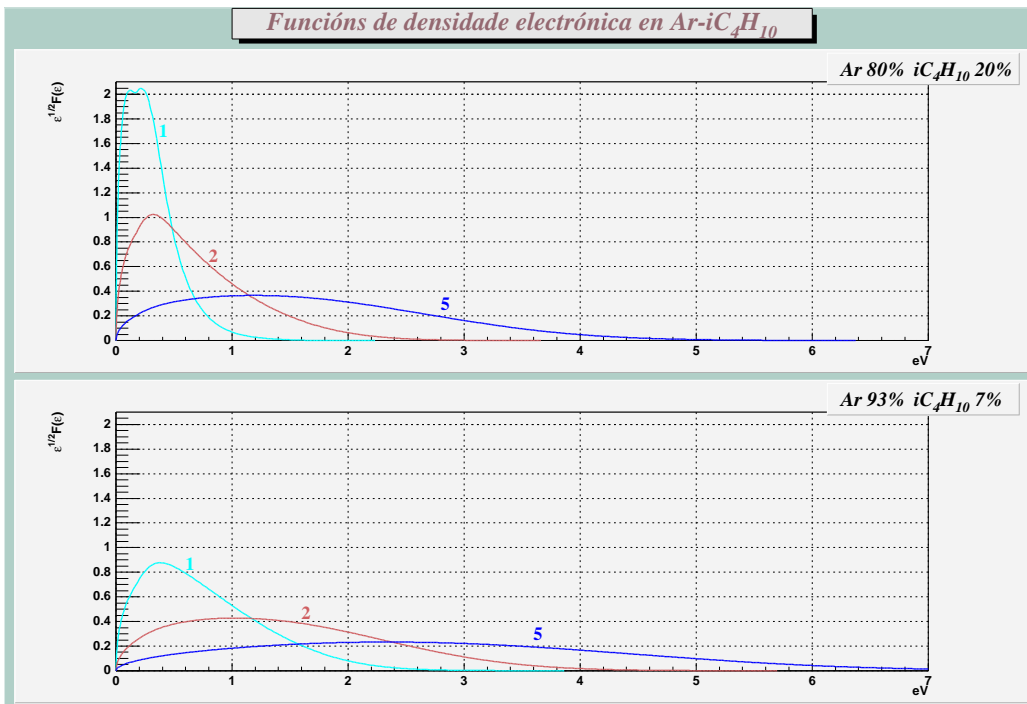


Figura 5.12: Funcións de densidade electrónica fronte á enerxía nas misturas argon 80% isobutano 20% e argon 93% isobutano 7%. Representábase para varios valores do campo reducido, expresado en V/cm·Torr

CAPÍTULO 5. ISOBUTANO E AS SÚAS MISTURAS CON GASES NOBRES

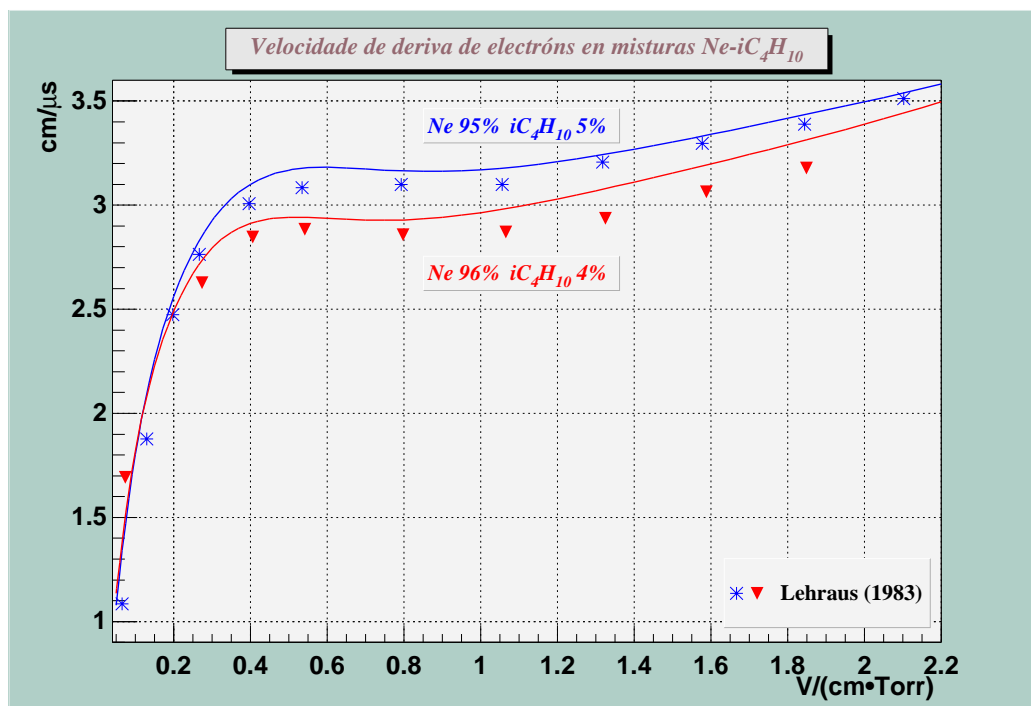


Figura 5.13: Velocidade de deriva de electróns en misturas neon-isobutano. Os datos experimentais son de Lehraus et al. [96].

5.3. ISOBUTANO-NEON

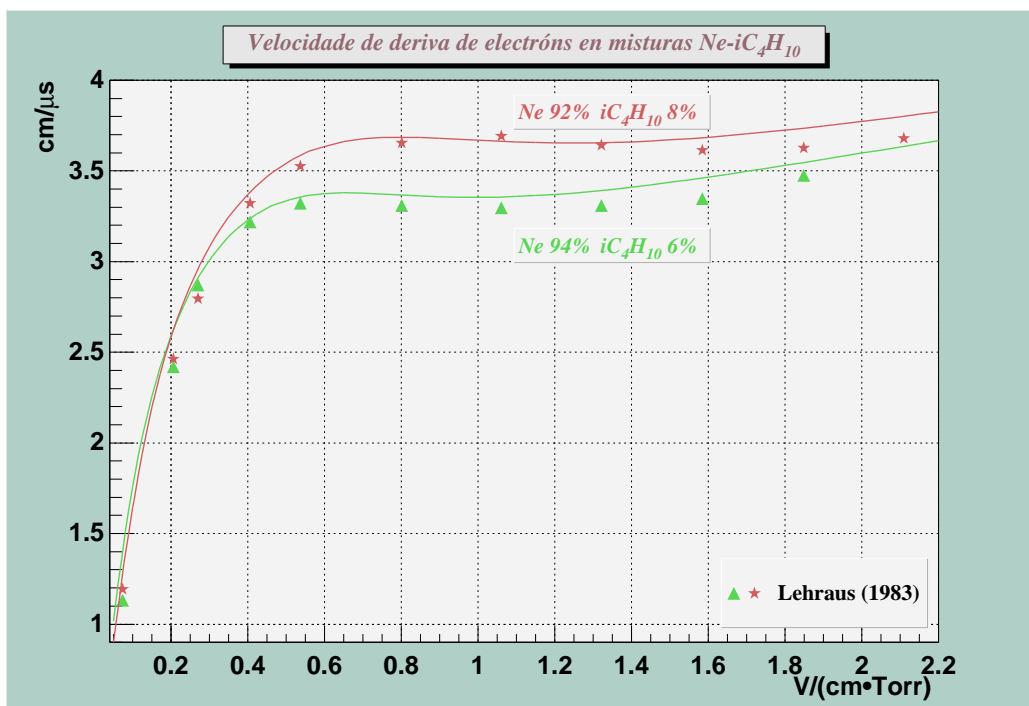


Figura 5.14: Velocidade de deriva de elétrons em misturas neon-isobutano. Os dados experimentais são de Lehraus et al. [96].

CAPÍTULO 5. ISOBUTANO E AS SÚAS MISTURAS CON GASES NOBRES

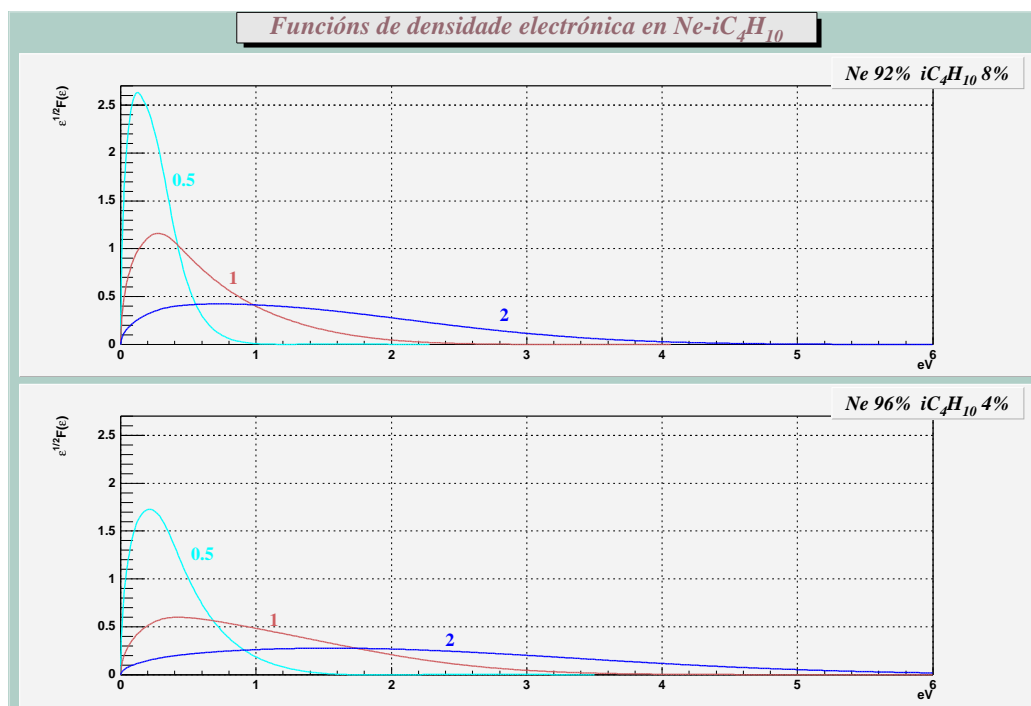


Figura 5.15: Funcións de densidade electrónica fronte á enerxía nas misturas neon 92% isobutano 8% e neon 96% isobutano 4%. Representábase para varios valores do campo reducido, expresado en $V/cm \cdot Torr$

5.4. ISOBUTANO-HELIO

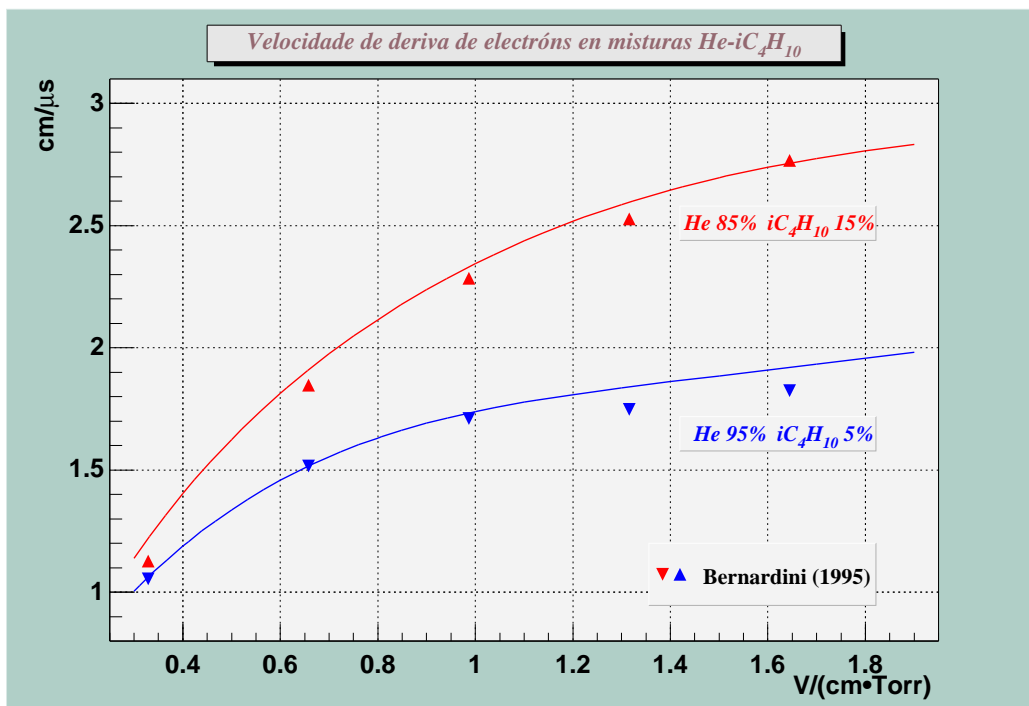


Figura 5.16: Velocidade de deriva de electróns en varias misturas helio-isobutano. Os datos experimentais son de Bernardini et al. [52].

5.4 Isobutano-helio

As misturas de helio e isobutano están na orixe do presente estudio de seccións eficaces de gases. Polo tanto é importante que se poidan reproducir os parámetros de deriva experimentais. Nas figuras 5.16, 5.17 e 5.18 poden verse as velocidades de deriva dos electróns en distintas misturas de helio con isobutano.

Ata un campo reducido de ~ 1.8 V/(cm·Torr) é posible reproducir os valores experimentais en tódolos casos estudados, coma se ve nas figuras 5.16 e 5.17. Pero isto xa non é así para campos maiores, que é a situación da gráfica 5.18. O primeiro que hai que sinalar nesta última gráfica é a discrepancia entre distintos autores na mistura de helio 80% isobutano 20%. Incluso un mesmo grupo de autores, Becker et al. [90], que mediron a velocidade de deriva para esa mistura en dous anos diferentes, teñen resultados que chegan a diferir en $\sim 5\%$, cando a precisión que afirman ter é de $\sim 1\%$. Indicar que,

CAPÍTULO 5. ISOBUTANO E AS SÚAS MISTURAS CON GASES NOBRES

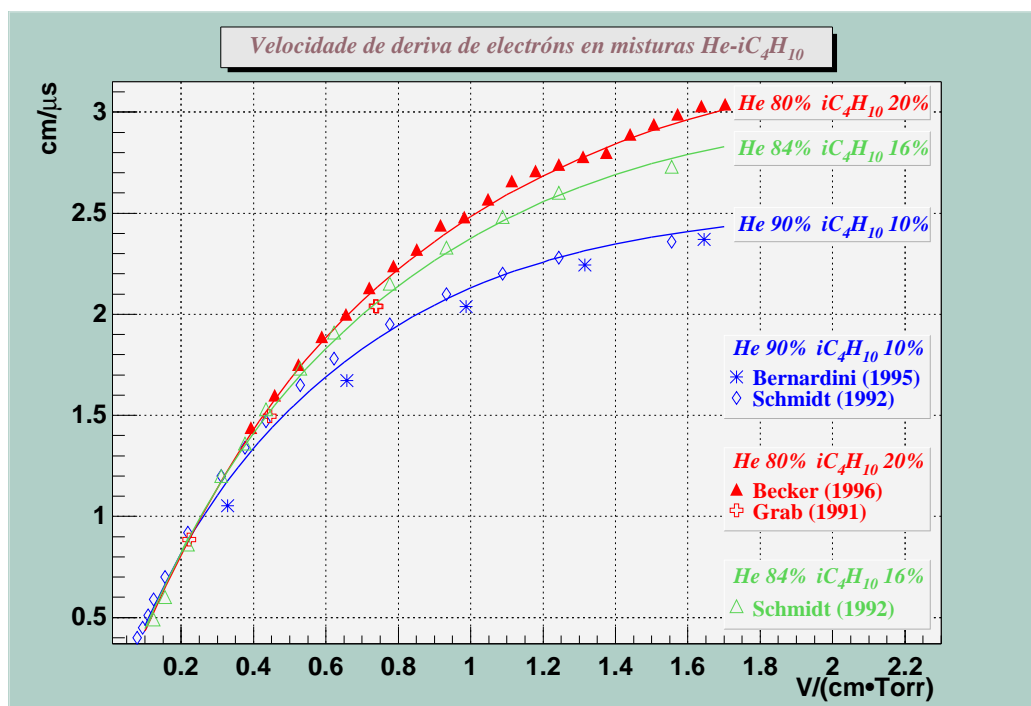


Figura 5.17: Velocidade de deriva de electróns en varias misturas helio-isobutano. Os datos experimentais son de Bernardini et al. [52], Schmidt e Martens [47], Becker et al. [90] e Grab [42]

5.4. ISOBUTANO-HELIO

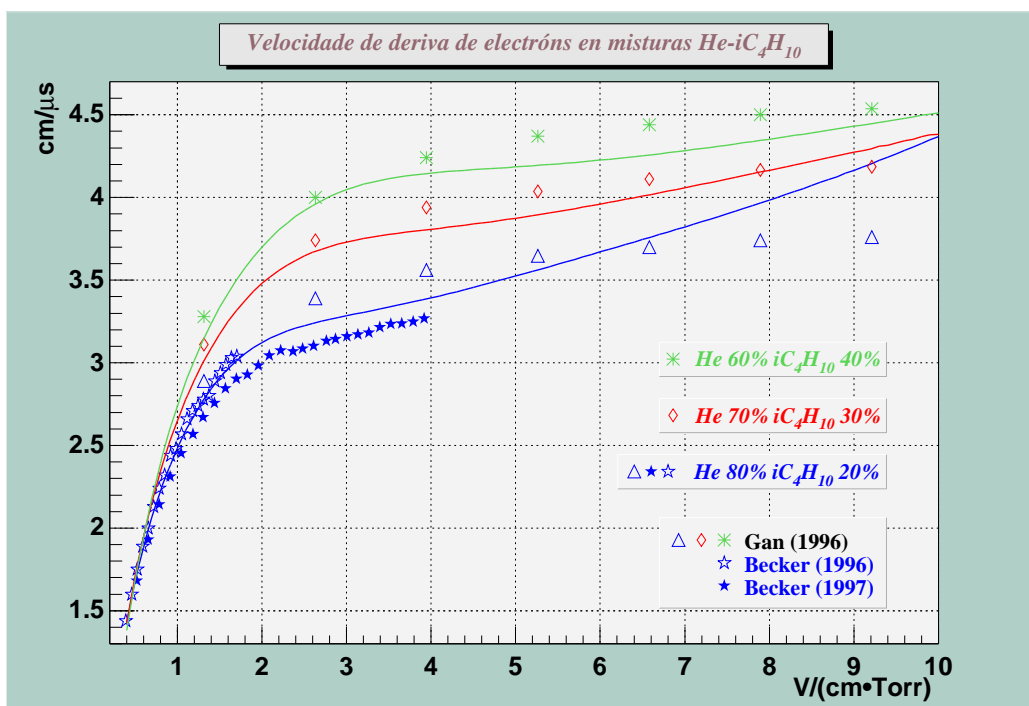


Figura 5.18: Velocidade de deriva de elétrons em varias misturas helio-isobutano. Os dados experimentais son de Becker et al. [90] e Gan et al. [53].

CAPÍTULO 5. ISOBUTANO E AS SÚAS MISTURAS CON GASES NOBRES

como se ve na gráfica 5.17, os valores aquí obtidos son practicamente idénticos ós que Becker et al. mediron no ano 1996. Entre os valores de Becker et al. e os de Gan et al. [53] hai unha diferenza de ata $\sim 9\%$.

O seguinte que hai que sinalar é que segundo os datos de Gan et al. nas tres misturas estudadas a velocidade de deriva satura a partir de ~ 5 V/(cm·Torr)¹. Isto non é o que mostran os resultados do programa, que dan un aumento da velocidade de deriva a partir dun certo valor do campo reducido que depende da mistura. Este aumento é especialmente pronunciado na mistura con máis porcentaxe de helio, a de helio 80% isobutano 20%. Na mistura con menos helio (helio 60% isobutano 40%) o aumento é menos pronunciado e ademais a velocidade satura entre ~ 4 e ~ 6 V/(cm·Torr). Para entender algo mellor isto pódense ve-las funcións de densidade electrónica nestas dúas últimas misturas, representadas na figura 5.19. Aquí obsérvase que, para un mesmo campo reducido, na mistura de He 80% iC₄H₁₀ 20% os electróns alcanzan enerxías maiores que na de He 60% iC₄H₁₀ 40%. Isto provoca que na primeira mistura, para campos reducidos maiores de ~ 5 V/(cm·Torr), os electróns cheguen a valores da enerxía superiores a 4-5 eV, nos que as colisións inelásticas son moi importantes, e polo tanto a aproximación de dous termos é menos aconsellable.

Polo tanto, é posible concluír que coa aproximación de dous termos só se poden estudar as seccións eficaces do isobutano ata enerxías de ~ 4 eV (e, tendo en conta a discrepancia nas velocidades de deriva no isobutano puro sinalada na sección 5.1, cabe pensar que ese límite superior habería que baixalo ata ~ 1 eV). Para unha mistura concreta habería que estudar as funcións de densidade electrónica para determinar o valor máximo do campo reducido que se podería estudar.

Na figura 5.20 atópase a representación da enerxía característica transversal dos electróns en dúas misturas de helio con isobutano nas que se tiñan datos experimentais. O acordo con estes datos é bo, especialmente na mistura de helio 90% isobutano 10%.

A modo indicativo na figura 5.21 están as velocidades de deriva preditas para tres misturas de gases.

¹Aínda que non se mostra na figura 5.18, os valores de Gan et al. mostran que as velocidades de deriva son practicamente constantes ata, polo menos, ~ 20 V/(cm·Torr).

5.4. ISOBUTANO-HELIO

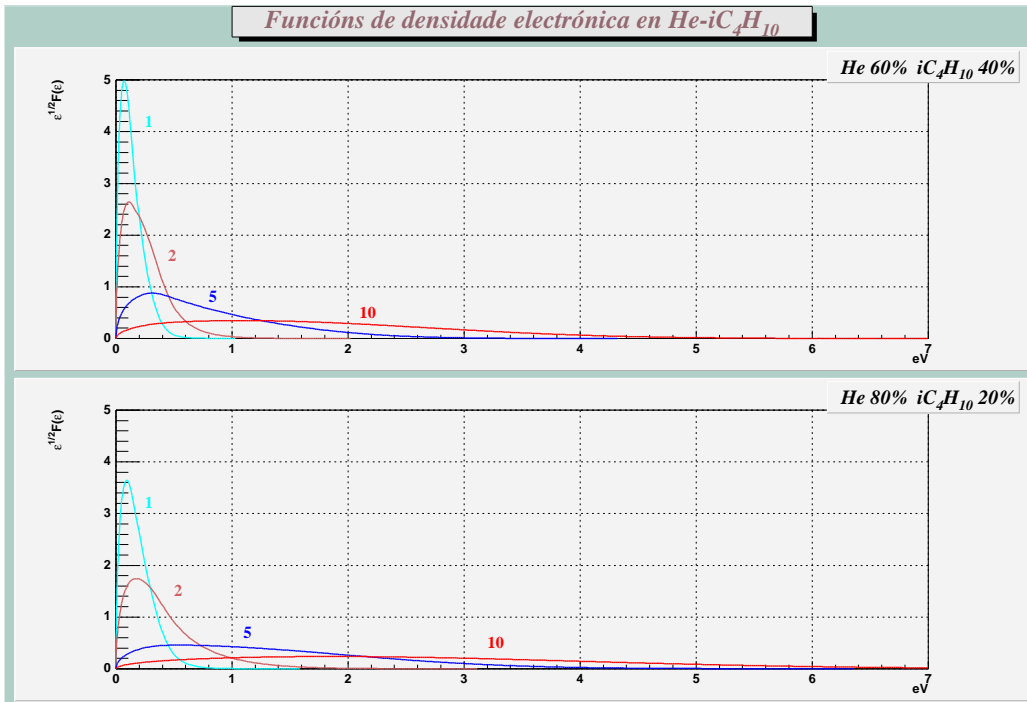


Figura 5.19: Funcións de densidade electrónica fronte á enerxía nas misturas helio 60% isobutano 40% e helio 80% isobutano 20%. Representábase para varios valores do campo reducido, expresado en V/cm·Torr

CAPÍTULO 5. ISOBUTANO E AS SÚAS MISTURAS CON GASES NOBRES

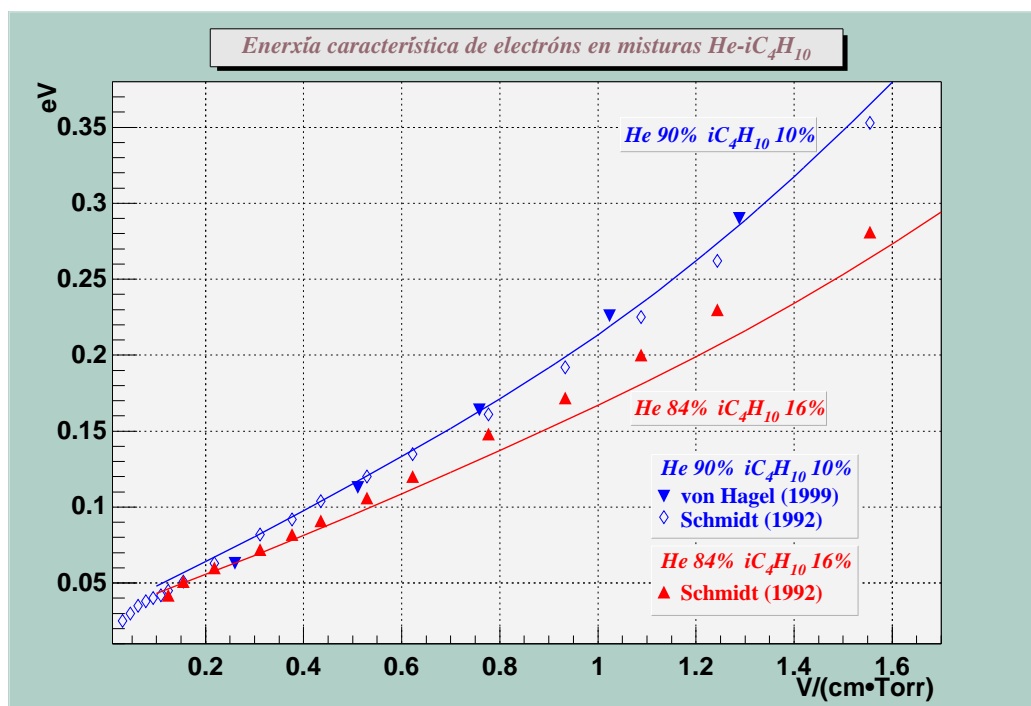


Figura 5.20: Enerxía característica transversal dos electróns en varias misturas helio-isobutano. Os datos experimentais son de von Hagel et al. [55] e Schmidt e Martens [47].

5.4. ISOBUTANO-HELIO

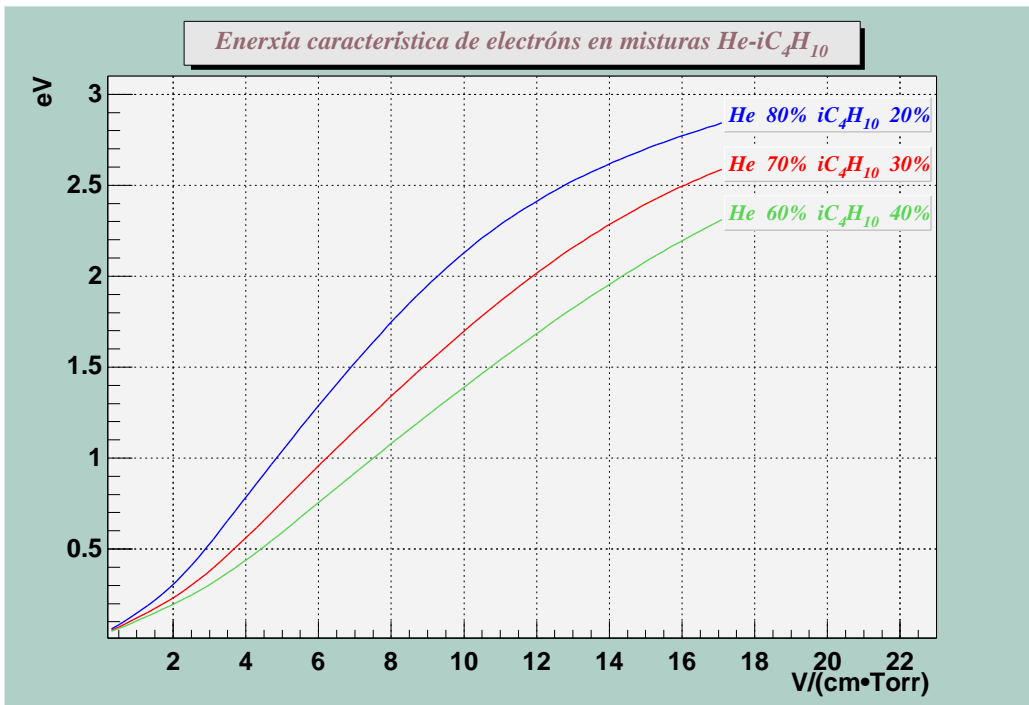


Figura 5.21: Enerxía característica transversal dos electróns en varias misturas helio-isobutano deducidas neste traballo.

Capítulo 6

Modelado da xeometría dunha cámara de deriva de Hades

6.1 Xeometría da cámara de deriva Prototyp-0

Na figura 6.1 pódese ver un esquema da xeometría da cela empregada nos cálculos que se van facer neste capítulo. É un prototipo das cámaras de deriva de HADES.

O Prototyp-0 é unha cámara de deriva cun tamaño de cela de deriva de $6 \times 6 \text{ mm}^2$. O volume da cámara divídese por medio de tres planos cátodo e dous ánodo. A unha distancia dun centímetro dos planos cátodo exteriores atópanse as fiestras de entrada e saída da cámara (non se mostran na figura) que coma os fíos de lectura están a potencial cero. Os planos ánodo están separados entre si media cela de deriva. Os fíos cátodo e os de campo teñen un diámetro de $100 \mu\text{m}$ e os de sinal de $25 \mu\text{m}$. Os fíos de campo e os dos cátodos teñen unha voltaxe de -2500 V .

Nas simulacións trabállase só cunha única cela de deriva. Isto é posible porque os experimentos mostran que as características de celas veciñas apenas se diferencian.

CAPÍTULO 6. MODELADO DA XEOMETRÍA DUNHA CÁMARA DE DERIVA DE HADES

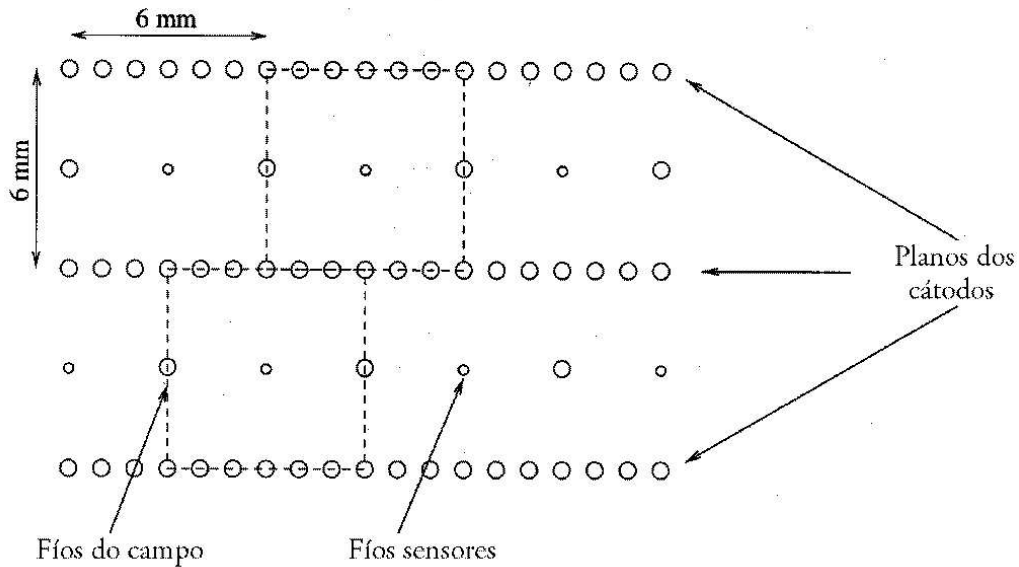


Figura 6.1: Esquema da xeometría da cámara de deriva Prototyp-0.

6.2 Distribución de campo e potencial na cela de deriva

Co obxectivo de ter unha relación linear entre o tempo de deriva e o espacio, cómpre que na cela de deriva haxa, na medida do posible, un campo eléctrico homoxéneo. A figura 6.2 mostra a intensidade do campo eléctrico dentro dunha cela coma diagrama de superficie. A intensidade do campo eléctrico só sobe a un valor elevado, rápida e bruscamente, nas proximidades do fío de sinal, mentres que permanece case constante na maior parte da cela de deriva.

Na figura 6.3 móstrase a evolución da intensidade do campo eléctrico ó longo dunha recta no plano de lectura. Obsérvase que na zona a unha distancia do fío de sinal menor de $300\ \mu\text{m}$, que corresponde a un 10% da distancia máxima de deriva, a intensidade chega a aumentar un factor ~ 28 . Pódese considera-la zona que se atopa a distancias menores de $\sim 300\ \mu\text{m}$ do fío de sinal como a zona onde se produce a avalancha electrónica.

Como se ten un campo constante en case toda a cela pódese pensar que a velocidade de deriva dos electróns sexa practicamente constante en case toda a cela. En todo caso este é un punto de moita importancia que precisa ser

6.2. DISTRIBUCIÓN DE CAMPO E POTENCIAL NA CELA DE DERIVA

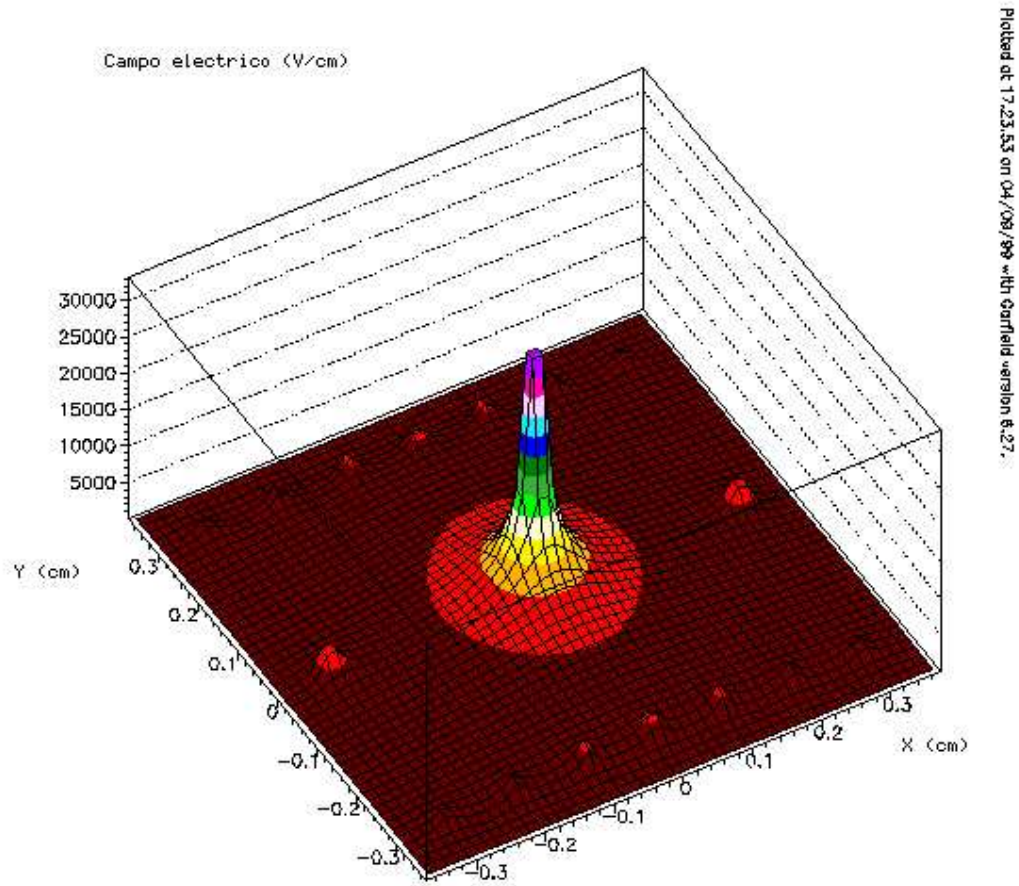


Figura 6.2: Representación, coma diagrama de superficie, da intensidade do campo eléctrico. Vense nos extremos dúas series paralelas de fíos de cátodo e entre elas os fíos de campo.

CAPÍTULO 6. MODELADO DA XEOMETRÍA DUNHA CÁMARA DE DERIVA DE HADES

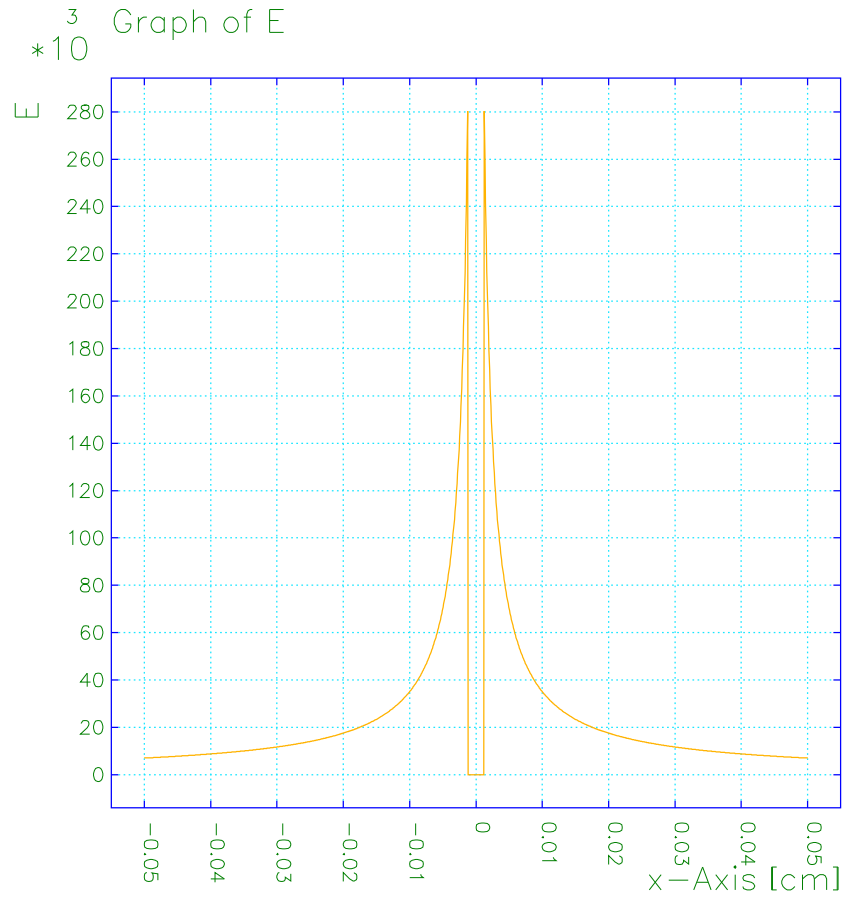


Figura 6.3: Evolución do campo eléctrico dentro dunha cela de deriva nos planos de lectura.

6.3. O GAS DA CÁMARA DE DERIVA

confirmado cando as propiedades do gas de derivan sexan estudiadas.

Na figura 6.4 pódense ve-las liñas de campo para o campo eléctrico. Estas liñas coinciden coas posibles traxectorias que describirán os electróns que se liberan no gas cando pasa unha partícula ionizante na súa deriva ata o fío de sinal (os electróns moveríanse no sentido oposto ó marcado polas frechas na figura).

A figura 6.5 mostra as liñas equipotenciais correspondentes ó campo eléctrico dentro da cela de deriva.

6.3 O gas da cámara de deriva

Parte fundamental da cámara de deriva resulta se-lo gas que se empregue, pois as propiedades do gas respecto á súa ionización e a deriva dos electróns nel, afectan directamente ás características da cámara de deriva. Como xa se mencionou anteriormente, no experimento HADES emprégase unha mistura baseada no helio, para reduci-la dispersión múltiple, que é a principal razón dunha mala resolución na determinación do momento para os leptóns de baixo momento que se queren estudar. Como o helio ten un alto potencial de ionización (24.59 eV), cómpre misturalo con algún outro gas ou gases para producir un número suficiente de electróns primarios por centímetro, N_p (número de electróns liberados pola ionización producida directamente pola molécula), para evitar as fluctuacións na estatística de Poisson. A falta de ionización primaria no helio é normalmente solucionada empregando isobutano. Ademais o isobutano serve coma gas *extintor* ó se produci-la avalancha: os átomos de helio son, ademais de ionizados, excitados. Cando se desexcitan orixinan fotóns ultravioletas capaces de ioniza-lo cátodo, liberando fotoelectróns non desexados. O isobutano absorbería os fotóns e liberaría a súa enerxía mediante disociación ou colisións elásticas.

Un coñecemento preciso da velocidade de deriva dos electróns no gas é imprescindible para manexar cámaras de deriva. Ademais, a magnitude da velocidade debe ser tida en conta pois, para conseguir unha boa resolución espacial, a velocidade debe se-lo máis baixa posible para minimizar erros no tempo.

Tamén é importante coñece-la enerxía característica: a resolución espacial da cámara de deriva depende do ben que se coñeza a coordenada espacial e da difusión sufrida polos electróns cando derivan. A dispersión cuadrática media nunha dirección x vería dada por $\sigma(x) = \sqrt{2Dt}$ onde D é o coeficiente

CAPÍTULO 6. MODELADO DA GEOMETRIA DUNHA CÁMARA DE DERIVA DE HADES

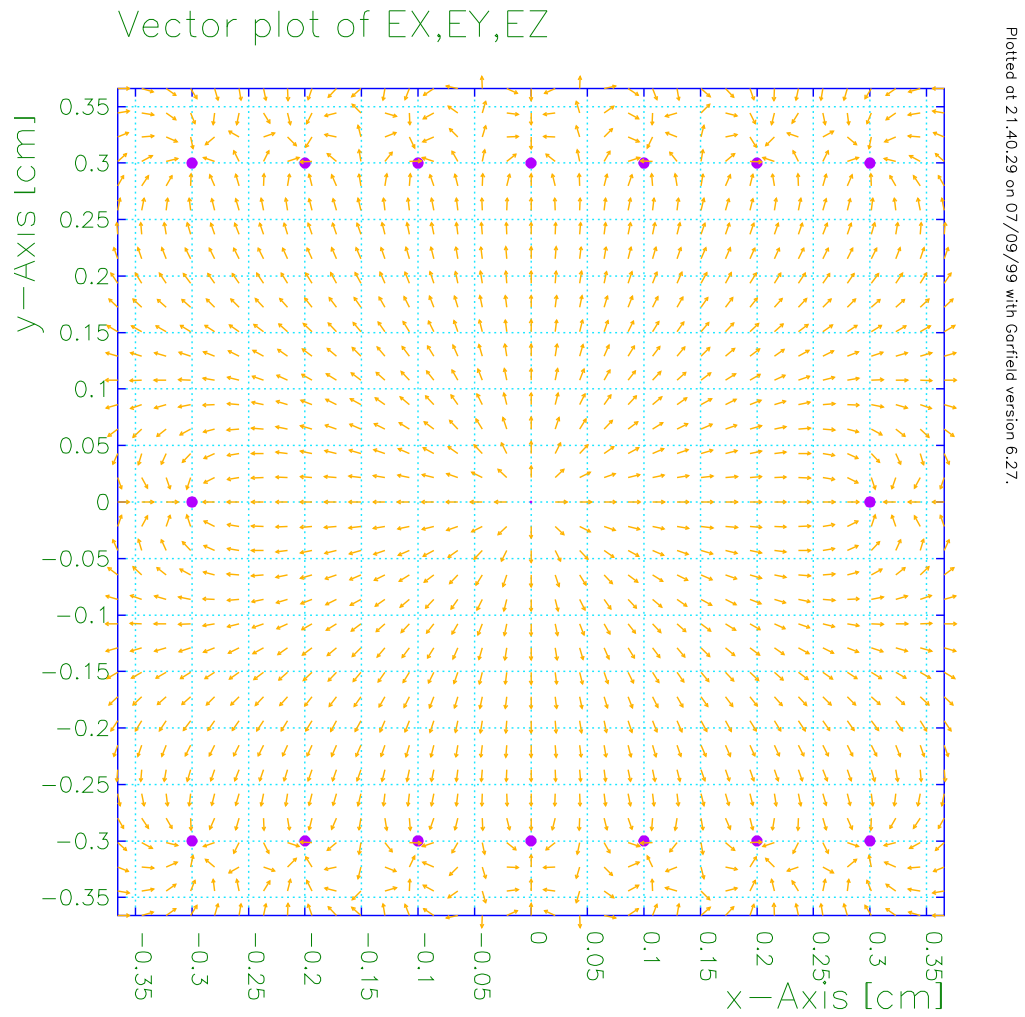


Figura 6.4: Liñas do campo eléctrico nunha cela de deriva.

6.3. O GAS DA CÂMARA DE DERIVA

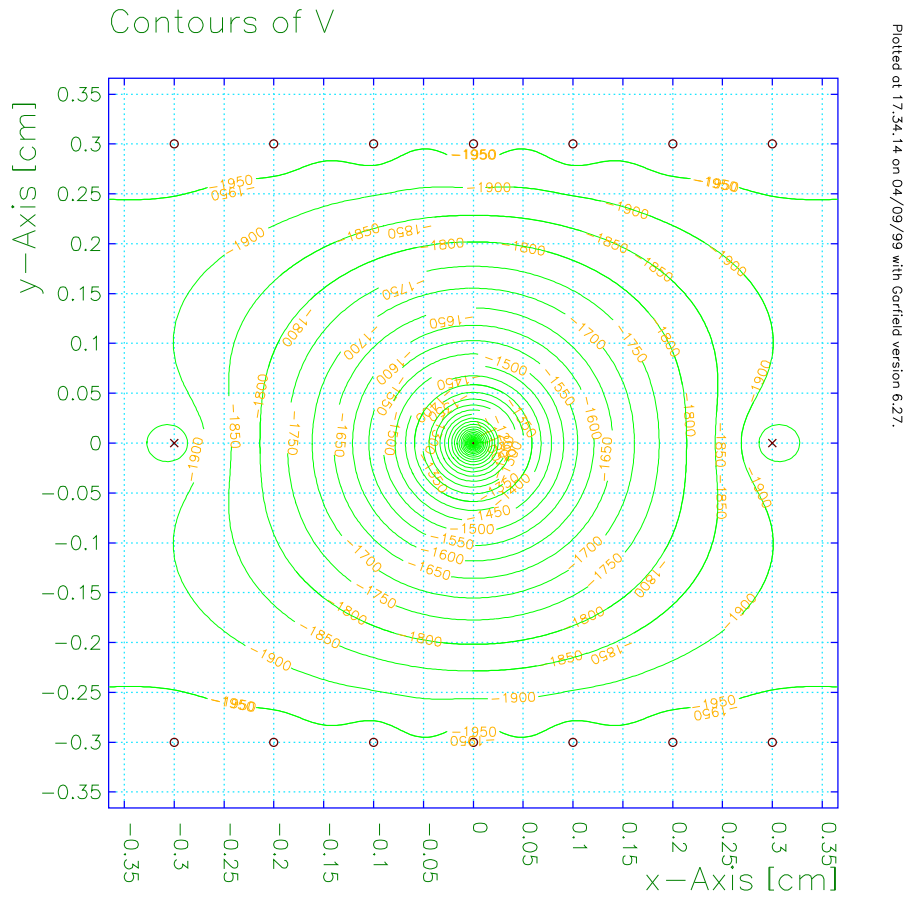


Figura 6.5: Liñas equipotenciais dentro da cela de deriva.

CAPÍTULO 6. MODELADO DA XEOMETRÍA DUNHA CÁMARA DE DERIVA DE HADES

Concentracións He-iC ₄ H ₁₀	N_p (cm ⁻¹)	N_t (cm ⁻¹)
90-10	12.7	26.7
80-20	20.6	45.4
70-30	28.6	64.1

Táboa 6.1: Número de pares ión-electrón por centímetro, primarios (N_p) e totais (N_t) en tres misturas de helio e isobutano. O primeiro número nas concentracións indica a porcentaxe de helio. Os datos foron sacados da referencia [51].

de difusión e t é o tempo no que os electróns sofren a difusión. Como o coeficiente de difusión está directamente relacionado coa enerxía característica, é desexable te-la enerxía característica o máis pequena posible.

Sen embargo, na práctica, a contribución ó erro debido á difusión, é función do número total de pares ión-electrón por centímetro (N_t) creados no gas: os electróns primarios poden ter suficiente enerxía como para volver a ionizar á súa vez, polo que a ionización total producida no gas sería este proceso e maila ionización primaria. Na táboa 6.1 pódese ver como, ó medrar a concentración de isobutano, medra N_t . A contribución ó erro pode ser estimada baixo certas condicións [51] coma $\sigma = \sigma(x) / \sqrt{\ln(N_t)}$.

6.3.1 Aplicación da mistura de helio-isobutano ás cámaras de deriva de HADES

Para determina-la mellor combinación de helio-isobutano para a cámara de deriva hai que ter en conta varios factores. Un destes factores é o número de electróns totais formados no proceso de ionización pola súa influencia na resolución da cámara. Na táboa 6.1 móstranse os valores para partículas mínimamente ionizantes, en tres misturas de helio-isobutano.

Outro factor de gran importancia é a velocidade de deriva. A nivel práctico, variacións insignificantes nun curto período de tempo na relación entre as porcentaxes dos dous gases nas cámaras de deriva non deberían, a ser posible, ter unha gran influencia na resolución espacial. Isto significa que, para un mesmo valor do campo reducido, a velocidade de deriva dos electróns debe ser comparable para concentracións diferentes de ámbolos dous gases. Na figura 5.18 obsérvase que diferencias nun 20% nas porcentaxes cambian a velocidade de deriva en menos de $\sim 19\%$. E comparando as misturas He

6.4. DISTRIBUCIÓN DO TEMPO DE CHEGADA DOS ELECTRÓNS

85% iC_4H_{10} 15% e He 84% iC_4H_{10} 16%, vese que as diferencias son menores de $\sim 2\%$ no rango de campo reducido estudiado).

Ademais sábese que a velocidade de deriva satura a partir de ~ 5 V/(cm·Torr) ata, polo menos, ~ 20 V/(cm·Torr). Lembrando as figuras 6.2 e 6.3 este último valor corresponde a unha distancia de ~ 250 μm do fío de sinal, sendo o campo reducido maior para distancias menores. Por debaixo de dita distancia comenza a avalancha.

Nas figuras 5.20 e 5.21 vese que ó aumenta-la proporción de helio aumenta a enerxía característica. Como se comentou na sección 6.3 unha diminución da enerxía característica indica unha diminución da dispersión cuadrática media na dirección correspondente á enerxía característica (lonxitudinal ou transversal). Polo tanto cabería pensar que sería desexable unha menor cantidade de helio para mante-la difusión baixa e polo tanto aumenta-la precisión da cámara. Pero ó mesmo tempo, ó aumenta-la proporción de helio, diminúe a velocidade de deriva, que tamén é conveniente para obter unha boa resolución espacial. Na seguinte sección farase un estudio para deixar máis claro este último punto.

Outro factor que hai que ter en conta é a lonxitude de radiación nas misturas. Como xa se comentou, para electróns de baixo momento (< 0.4 GeV/ c^2) a principal razón dunha mala resolución é a dispersión múltiple de Coulomb que sofren. Canto máis longa sexa a lonxitude de radiación, menor será a dispersión múltiple. Tendo en conta que a lonxitude de radiación do helio é de 5299 metros e a do isobutano é de 169 metros [51] e que a lonxitude de radiación nunha mistura pode ser aproximada por $1/X_0 = \sum w_j/X_j$ onde X_0 é a lonxitude de radiación da mistura e w_j e X_j son, respectivamente, a fracción por peso e a lonxitude de radiación do gas j [23], a lonxitude de radiación para, por exemplo, a mistura helio 80% isobutano 20% sería 214 metros, mentras que para a de helio 60% isobutano 40% sería 186 metros.

6.4 Distribución do tempo de chegada dos electróns

Como nunha cámara de deriva se debe obter información espacial partindo do tempo de deriva da carga orixinada pola ionización primaria, é decisivo coñece-la distribución do tempo de chegada para a obtención dunha resolución óptima.

CAPÍTULO 6. MODELADO DA XEOMETRÍA DUNHA CÁMARA DE DERIVA DE HADES

A mistura de helio-isobutano foi estudada para a obtención de distribucións de tempo de chegada de electróns para diferentes porcentaxes dos gases. O paso dunha partícula ionizante ó través dunha cela de deriva baixo diversos ángulos co eixe y foi simulado. Un exemplo dunha traxectoria de tal partícula pódese ver na figura 6.6.

6.4.1 Discusión dos resultados da simulación

Nas figuras 6.7 e 6.8, móstrase para dúas misturas diferentes de helio e isobutano, a distribución de tempo de chegada dos electróns e o erro na medida, e polo tanto, o largo da distribución de tempos. Consideráronse electróns que atravesan a cela de deriva verticalmente e tamén os que se moven noutros ángulos (5° , 10° , 15°). Neste caso traballouse cos primeiros electróns que chegan ó fío sensor. Máis adiante verase o que pasa cos electróns que chegan en décimo lugar.

Ambas misturas mostran o mesmo comportamento, de xeito cualitativo, tanto na distribución de tempos de chegada, coma na largura desa distribución. Para distancias ó fío de sinal de ~ 0.5 ata ~ 2.75 mm aparece unha relación linear entre o tempo de deriva e a distancia entre a traza da partícula que atravesa a cela e o fío sensor.

Pódese ve-lo desprazamento do comportamento linear nas proximidades do fío sensor e no borde da cela de deriva. En ámbolos dous casos o tempo de deriva é maior que o que se esperaríase por extrapolación do comportamento linear. Este comportamento pode ser explicado considerando a evolución das liñas de deriva en distintos lugares dentro dunha cela. A figura 6.9 mostra a traxectoria dunha partícula que pasa preto do fío de sinal. Os camiños de deriva veñen dados pola evolución do campo eléctrico, e polo tanto os electróns non derivan sempre polo camiño máis curto ata o fío de sinal.

Ademais hai que ter en conta que algúns pares ión-electrón se forman preto do fío de sinal e outros lonxe. Estes últimos posúen un tempo de deriva longo, polas distancias maiores e os camiños de deriva curvados, mentres que os primeiros chegan nun tempo moito menor, como se pode ver na figura 6.10. O histograma indica o número de electróns que chegan ó fío de sinal nun determinado tempo. Hai un gran número de electróns que para alcanza-lo fío de sinal necesitan un tempo menor de ~ 1 ns. Estes son os electróns que se liberan nas proximidades do fío. Pero tamén hai bastantes electróns que poden chegar a tarda-lo dobre cós anteriores. Isto aclara a subida da distribución de tempos de chegada promedio e tamén a largura da

6.4. DISTRIBUCIÓN DO TEMPO DE CHEGADA DOS ELECTRÓNS

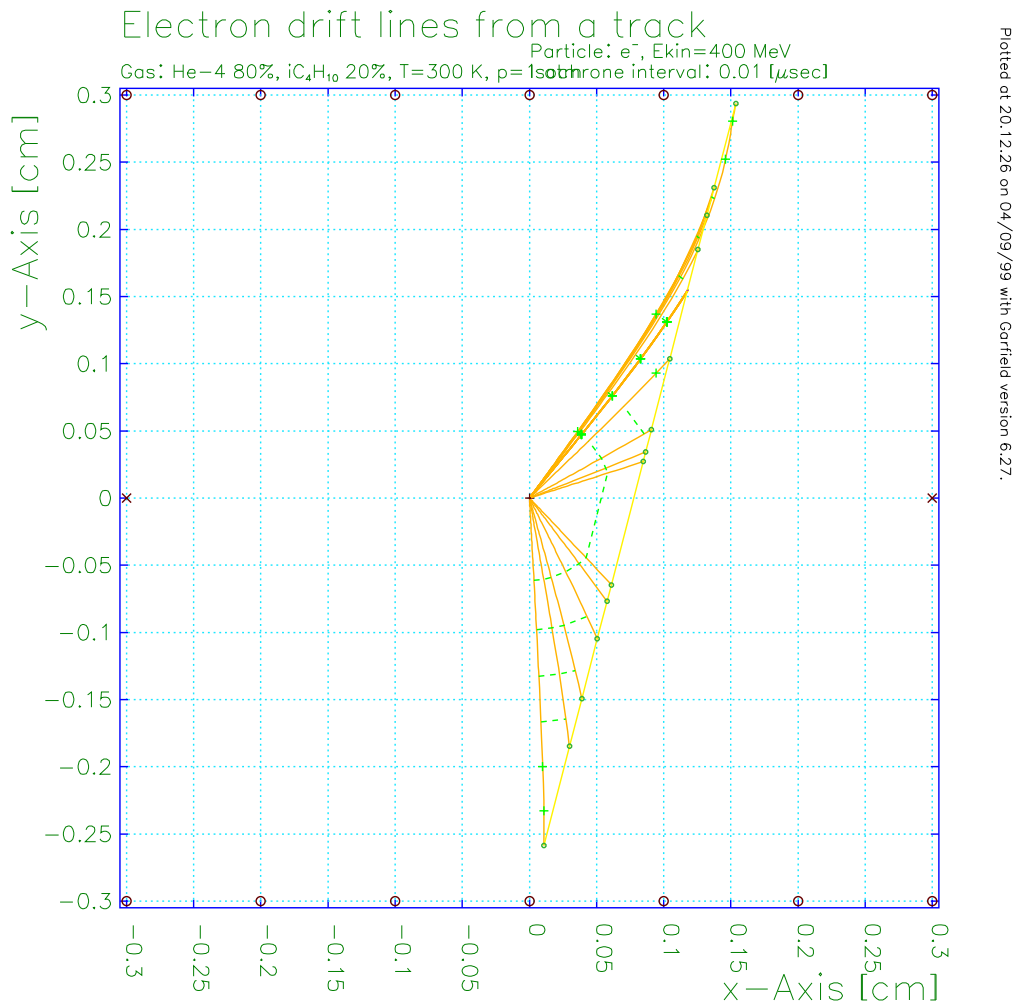


Figura 6.6: Traectoria dunha partícula ó través dunha cela de deriva. O ángulo co eixe vertical é de 15° . As liñas continuas mostran o percorrido de deriva dos electróns. As liñas discontinuas e as cruces marcan as isocronas.

CAPÍTULO 6. MODELADO DA XEOMETRÍA DUNHA CÁMARA DE DERIVA DE HADES

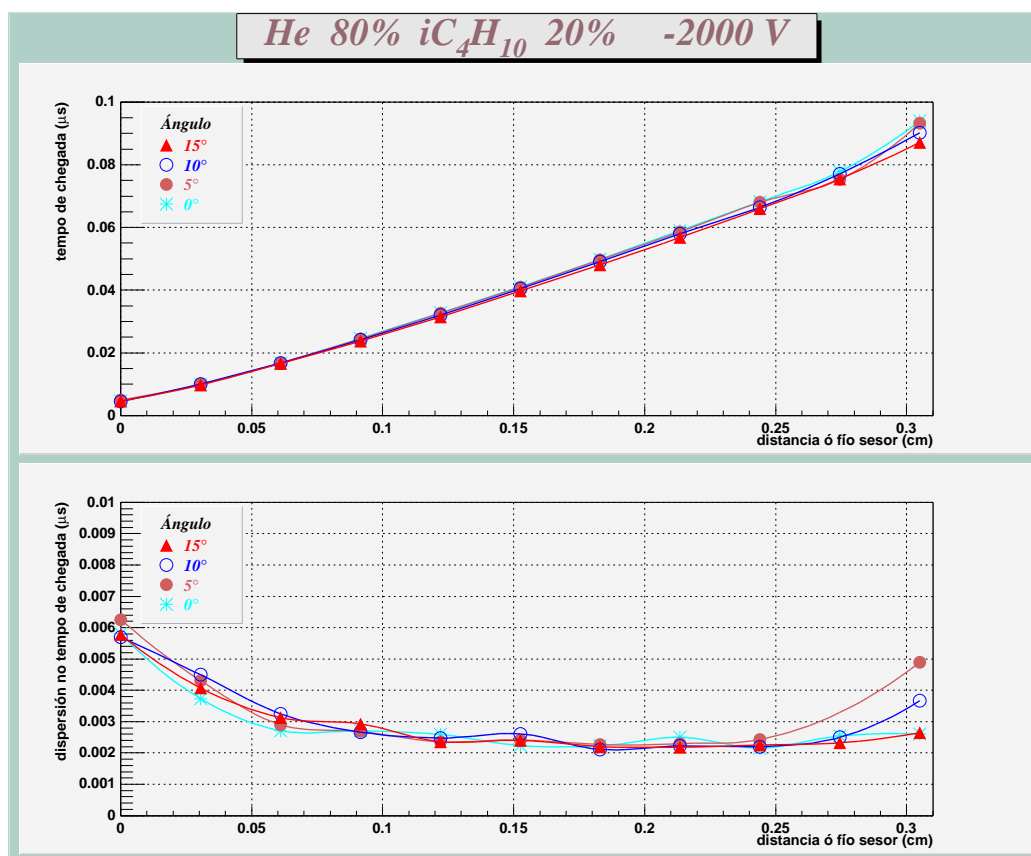


Figura 6.7: Representación do tempo de chegada de electróns calculado para a mistura de helio 80% e isobutano 20%. Calculouse a distribución de tempo de chegada para catro ángulos distintos da traxectoria da partícula ionizante co eixe y. A distancia ó fío sensor fai referencia á distancia entre este e a traxectoria. Na parte inferior móstrase a dispersión do tempo de chegada. As gráficas están feitas para os electróns máis rápidos.

6.4. DISTRIBUCIÓN DO TEMPO DE CHEGADA DOS ELECTRÓNS

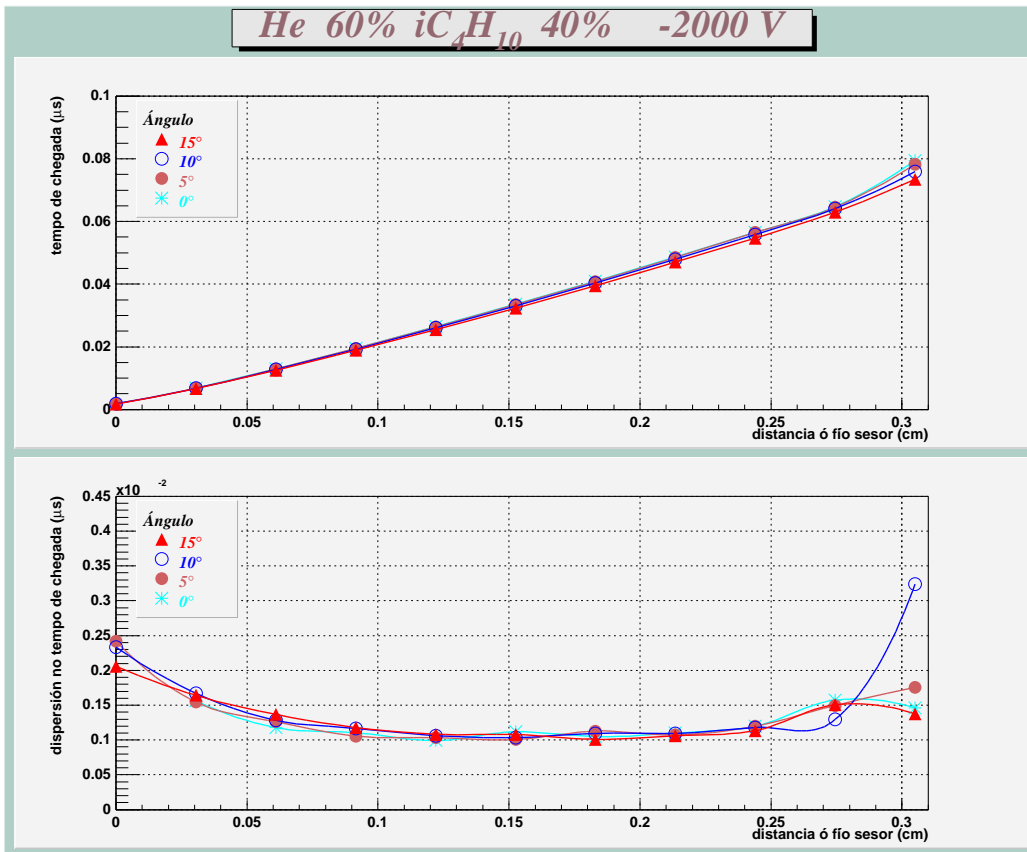


Figura 6.8: Representación do tempo de chegada de electróns calculado para a mistura de helio 60% e isobutano 40%. Calculouse a distribución de tempo de chegada para catro ángulos distintos da traxectoria da partícula ionizante co eixe y. A distancia ó fío sensor fai referencia á distancia entre este e a traxectoria. Na parte inferior móstrase a dispersión do tempo de chegada. As gráficas están feitas para os electróns máis rápidos.

CAPÍTULO 6. MODELADO DA XEOMETRÍA DUNHA CÁMARA DE DERIVA DE HADES

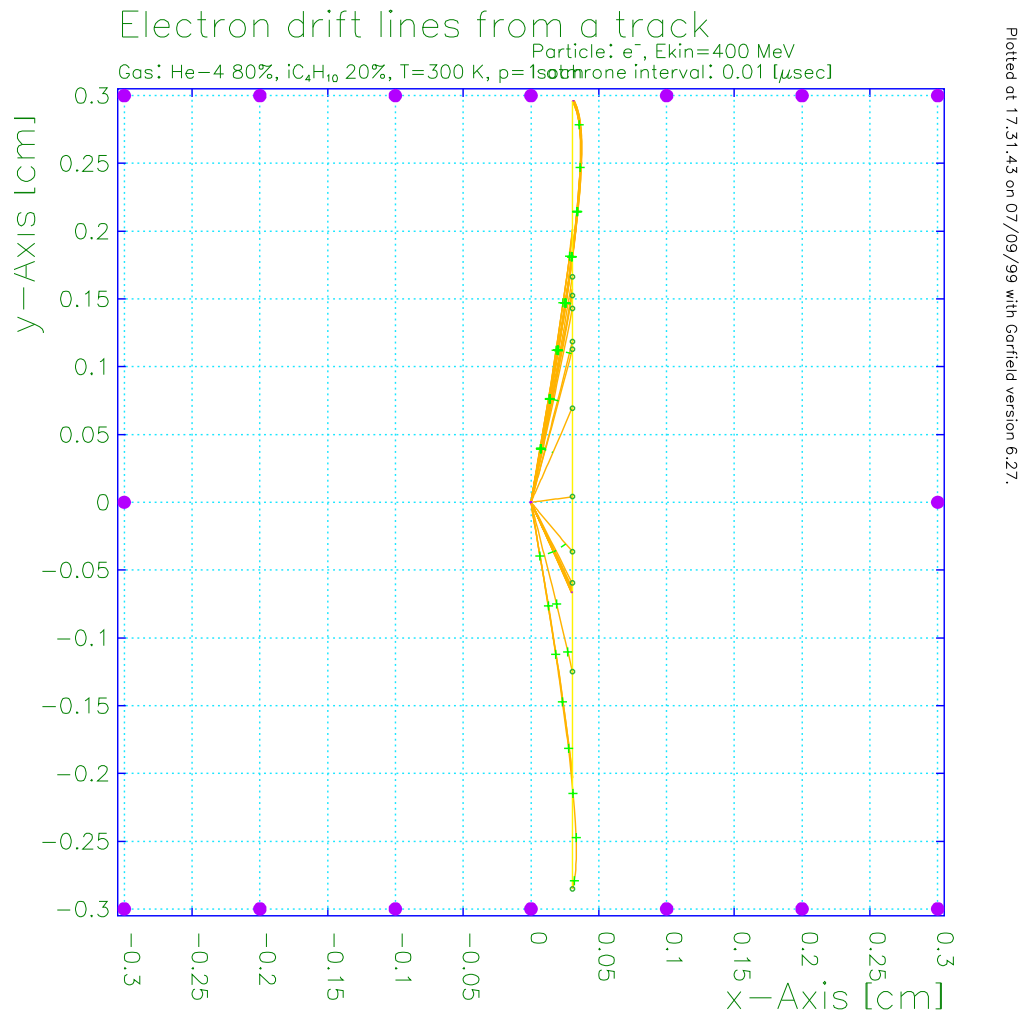


Figura 6.9: Percorrido dunha partícula ionizante a través da cela de deriva nas proximidades do fío de sinal. As liñas que unen a traxectoria co fío indican o camiño de deriva dos electróns. As cruces e as liñas discontinuas indican as isocronas.

6.4. DISTRIBUCIÓN DO TEMPO DE CHEGADA DOS ELECTRÓNS

distribución.

Cando as partículas atravesan a cela nas proximidades dun fío de campo acontece algo semellante. Como se pode observar na figura 6.11, as traxectorias de deriva que están a unha distancia maior do fío de sinal cúrvanse fortemente. Deste xeito alóngase a camiño de deriva nunha cantidade considerable. Os electróns liberados na vertical ó fío de sinal derivan ó longo dunha recta chegando moito antes. O histograma da figura 6.12 mostra este comportamento: unha maioría dos electróns chegan nun tempo entre $\sim 74 \cdot 10$ e $\sim 80 \cdot 10$ ns pero bastantes electróns tardan un tempo superior, formando unha cola no histograma.

Ademais, agora hai que engadi-la influencia dos efectos da difusión: considerando a velocidade de deriva constante pódese escribi-la dispersión coma $\sigma = \sqrt{2Dt} = \sqrt{\frac{2Dl}{\mu E}}$ sendo l a distancia percorrida na deriva. Polo tanto, ó aumenta-la distancia de deriva aumenta a dispersión.

A evolución das liñas de deriva cando a partícula atravesa a cela a unha distancia media entre o fío de sinal e o fío de campo, é diferente respecto ó visto ata agora, como se observa na figura 6.13. As traxectorias de deriva son case na súa totalidade rectilíneas en dirección ó fío de sinal. Únicamente os electróns que empezan a derivar preto dos límites da cela curvan algo a súa traxectoria aínda que non tanto coma nos dous casos anteriores. Por isto, hai un número suficientemente elevado de electróns que teñen unha isocrona que coincide coa da coordenada que se quere medir. Isto compróbase no histograma da figura 6.14. Obsérvase que practicamente tódolos electróns chegan ó fío de sinal nun tempo comprendido entre $\sim 38 \cdot 10^{-3}$ e $\sim 44 \cdot 10^{-3} \mu s$.

Respecto ás gráficas 6.7 e 6.8 tamén hai que sinalar que a dispersión do tempo de chegada na mistura de helio 60% isobutano 40% é menor ca no caso de helio 80% isobutano 20%. Isto era de esperar tendo en conta o valor das enerxías características mostradas na figura 5.21: como xa se explicou a dispersión está relacionada coa enerxía característica de tal xeito que unha menor enerxía característica indica unha menor dispersión. A enerxía característica para un mesmo valor do campo reducido é menor na mistura de helio 60% isobutano 40% que na mistura de helio 80% isobutano 20%, o que explica o resultado obtido na dispersión.

Nas gráficas 6.15 e 6.16 móstrase para as dúas misturas de helio e isobutano antes consideradas a distribución de tempo de chegada dos electróns que chegan en décimo lugar e o erro na medida, e polo tanto, o largo da

CAPÍTULO 6. MODELADO DA XEOMETRÍA DUNHA CÁMARA DE DERIVA DE HADES

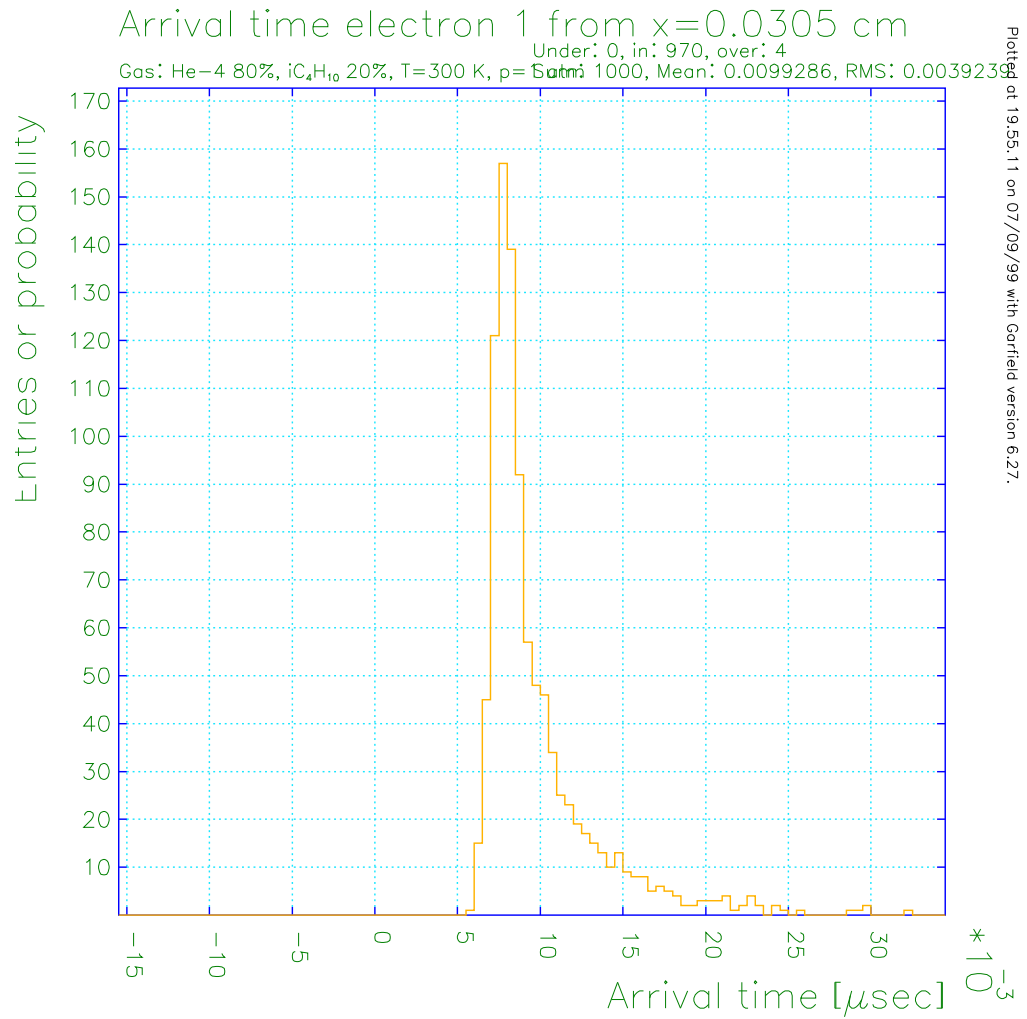


Figura 6.10: Histograma co número de primeiros electróns que chegan ó fío de sinal segundo o tempo de chegada cando a traxectoria da partícula pasa a unha distancia de $305 \mu\text{m}$ do fío de sinal.

6.4. DISTRIBUCIÓN DO TEMPO DE CHEGADA DOS ELECTRÓNS

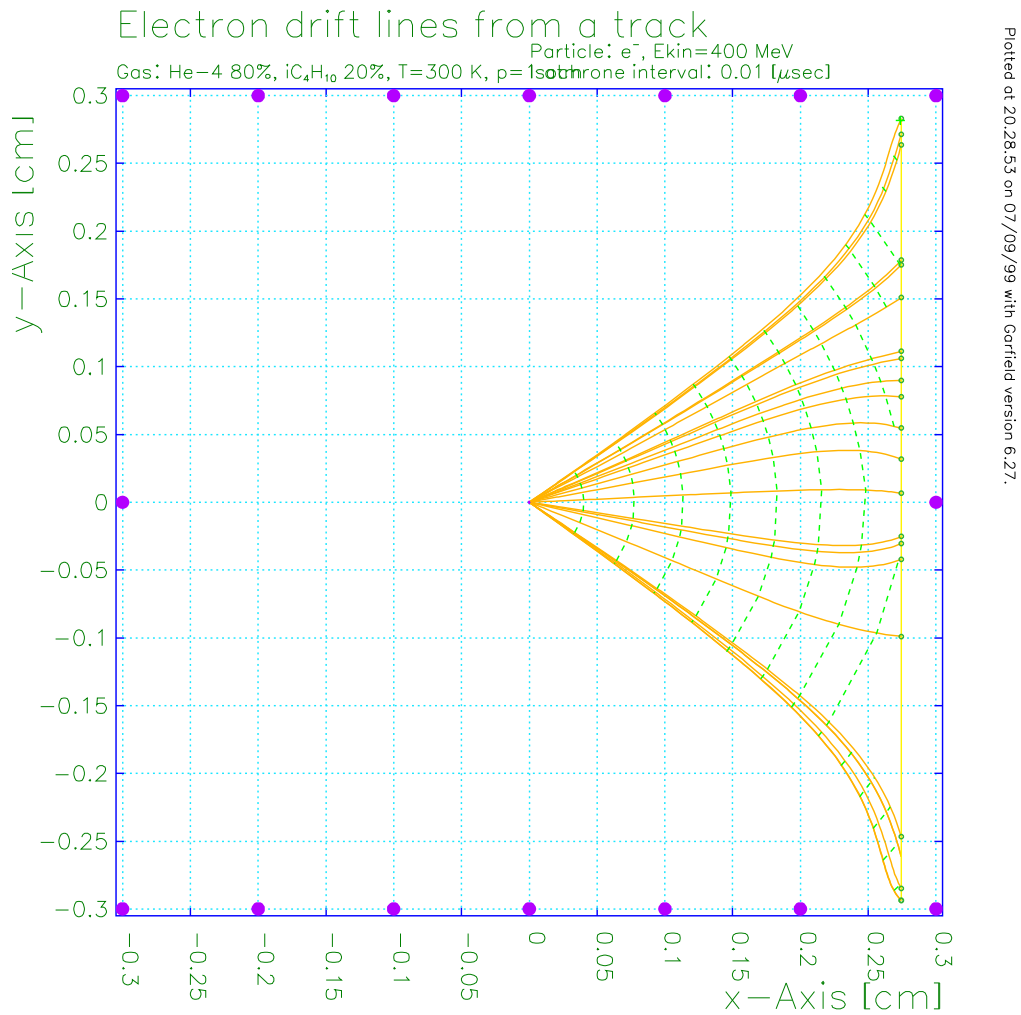


Figura 6.11: Percorrido dunha partícula ionizante a través da cela de deriva nas proximidades do fío de campo. As liñas que unen a traxectoria co fío indican o camiño de deriva dos electróns. As liñas discontinuas indican as isocronas.

CAPÍTULO 6. MODELADO DA XEOMETRÍA DUNHA CÁMARA DE DERIVA DE HADES

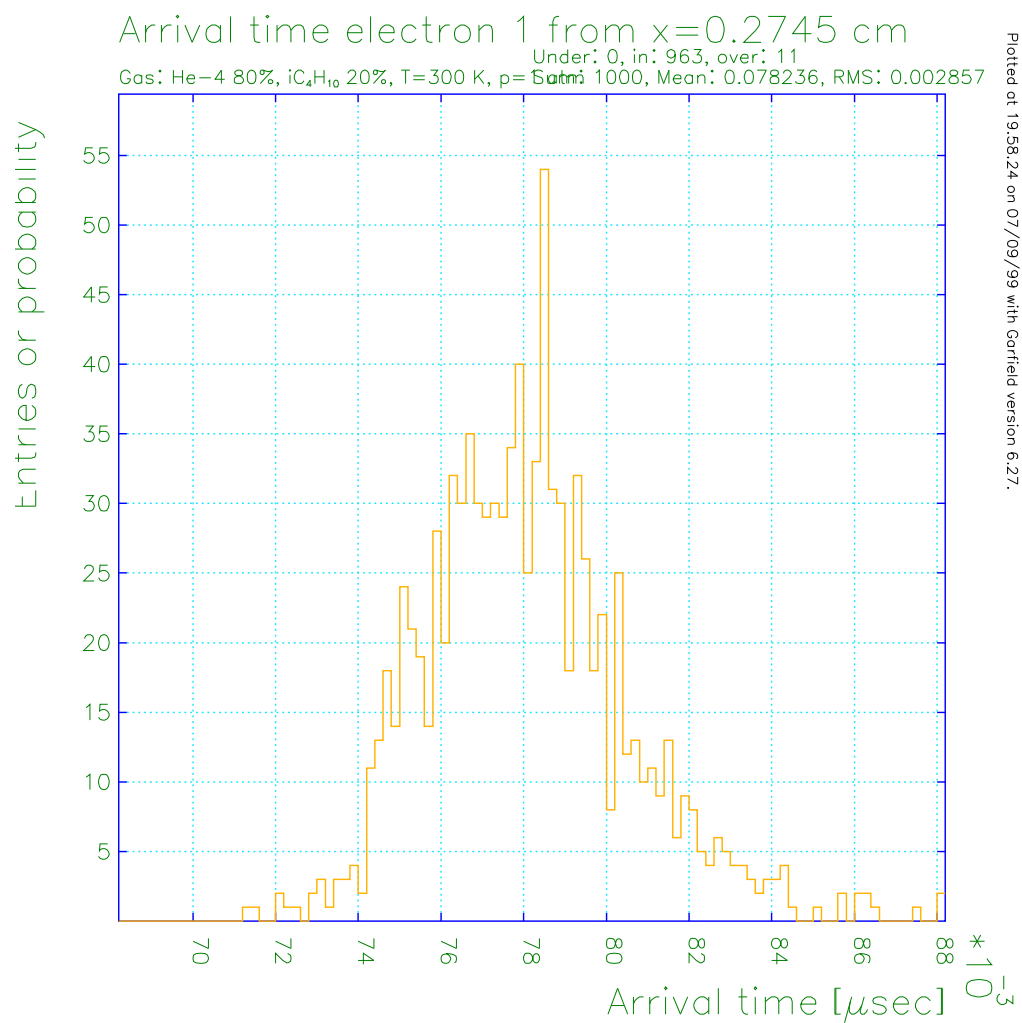


Figura 6.12: Histograma co número de primeiros electróns que chegan ó fío de sinal segundo o tempo de chegada cando a traxectoria da partícula pasa a unha distancia de $2745 \mu\text{m}$ do fío de sinal.

6.4. DISTRIBUCIÓN DO TEMPO DE CHEGADA DOS ELECTRÓNS

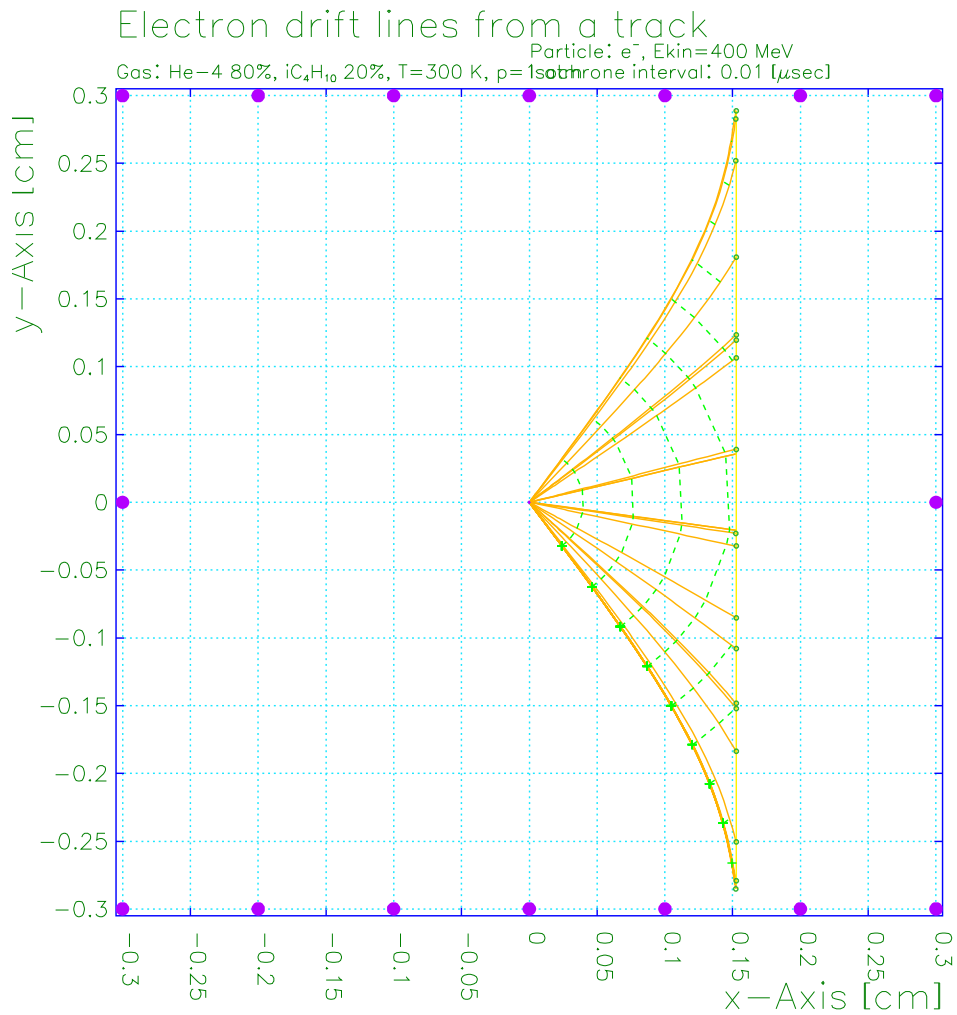


Figura 6.13: Percorrido dunha partícula ionizante a través da cela de deriva a media distancia entre o fío de sinal e o fío de campo. As liñas que unen a traxectoria co fío indican o camiño de deriva dos electróns. As cruces e as liñas discontinuas indican as isocronas.

CAPÍTULO 6. MODELADO DA XEOMETRÍA DUNHA CÁMARA DE DERIVA DE HADES

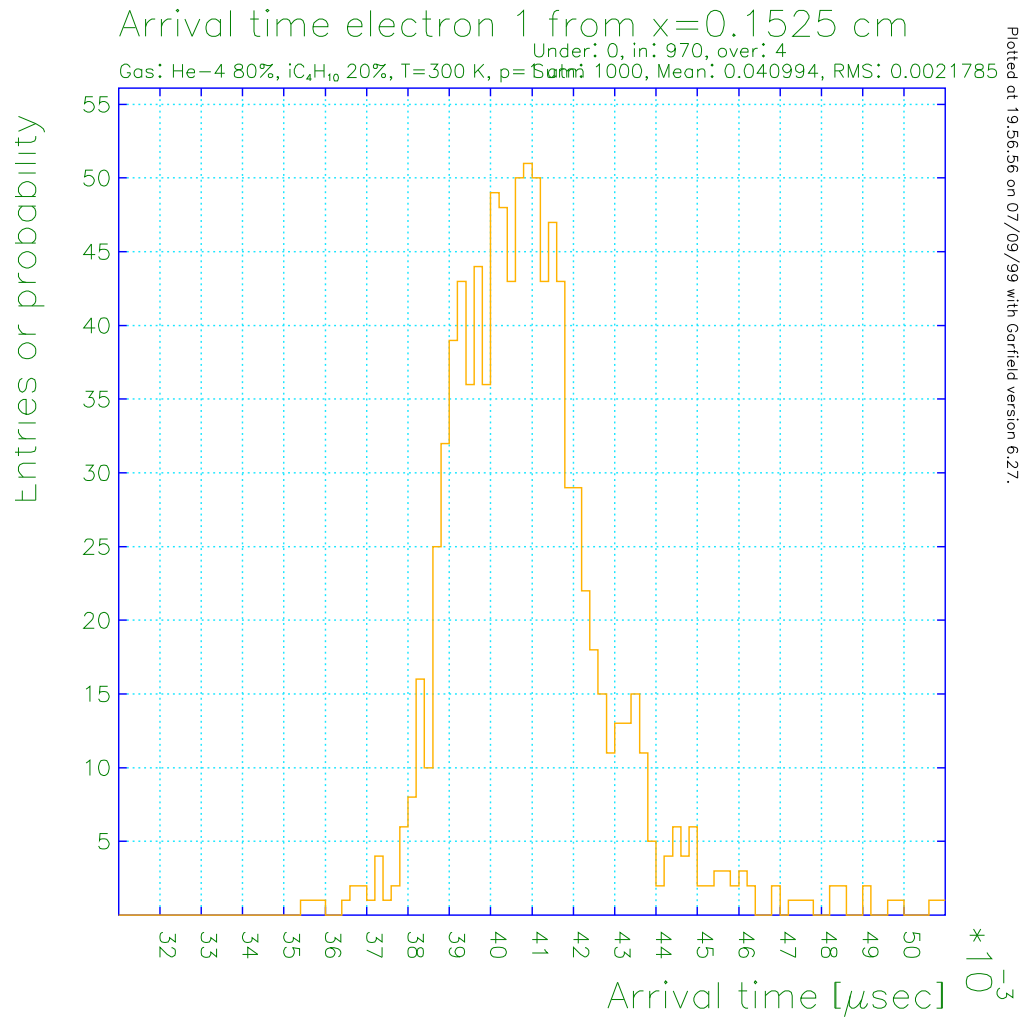


Figura 6.14: Histograma co número de primeiros electróns que chegan ó fío de sinal segundo o tempo de chegada cando a traxectoria da partícula pasa a unha distancia de $1525 \mu\text{m}$ do fío de sinal.

6.4. DISTRIBUCIÓN DO TEMPO DE CHEGADA DOS ELECTRÓNS

distribución de tempos. Consideráronse electróns que atravesan a cela de deriva verticalmente e tamén os que se moven noutros ángulos (5° , 10° , 15°).

Obsérvase que segue habendo o comportamento linear desexado nos tempos de chegada, aínda que no caso da mistura helio 80% isobutano 20%, nunha distancia algo menor ca no caso do primeiro electrón. Ademais vese que a dispersión nestes electróns é maior ca no anterior caso en ambas misturas..

CAPÍTULO 6. MODELADO DA XEOMETRÍA DUNHA CÁMARA DE DERIVA DE HADES

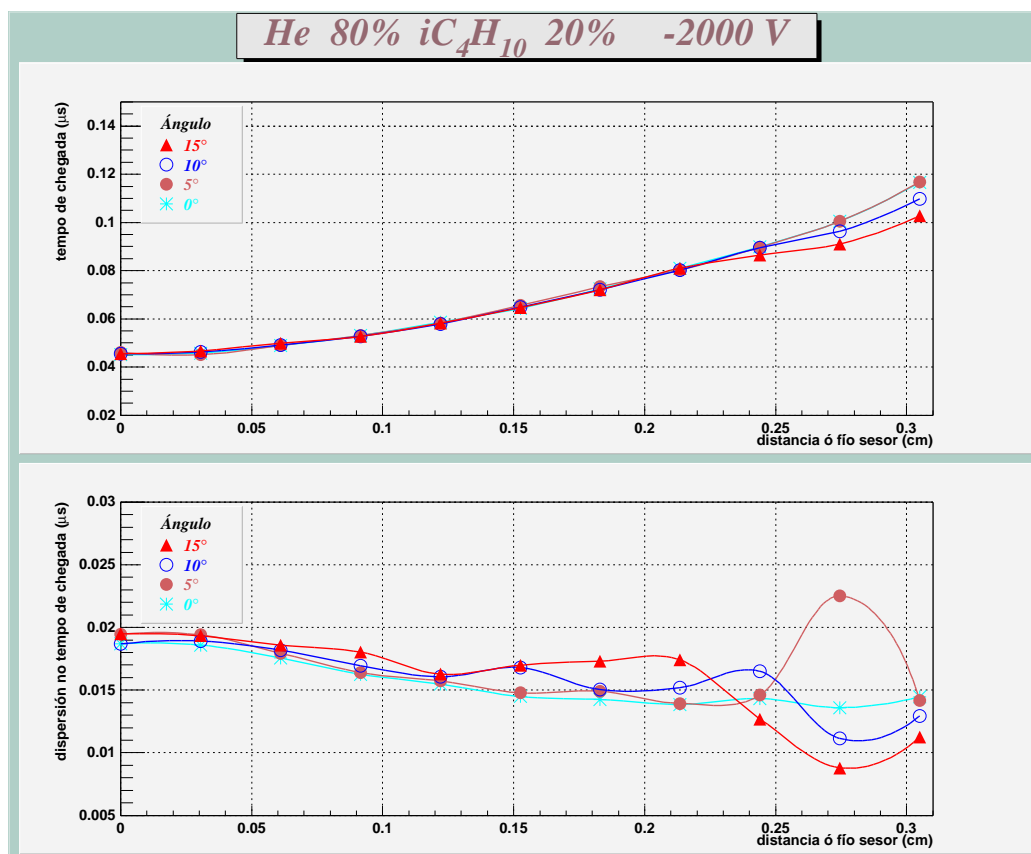


Figura 6.15: Representación do tempo de chegada dos electróns calculado para a mestura de helio 80% e isobutano 20%. Calculouse a distribución de tempo de chegada para catro ángulos distintos da traxectoria da partícula ionizante co eixe y. A distancia ó fío sensor fai referencia á distancia entre este e a traxectoria. Na parte inferior móstrase a dispersión do tempo de chegada. As gráficas están feitas para os electróns que chegan en décimo lugar.

6.4. DISTRIBUCIÓN DO TEMPO DE CHEGADA DOS ELECTRÓNS

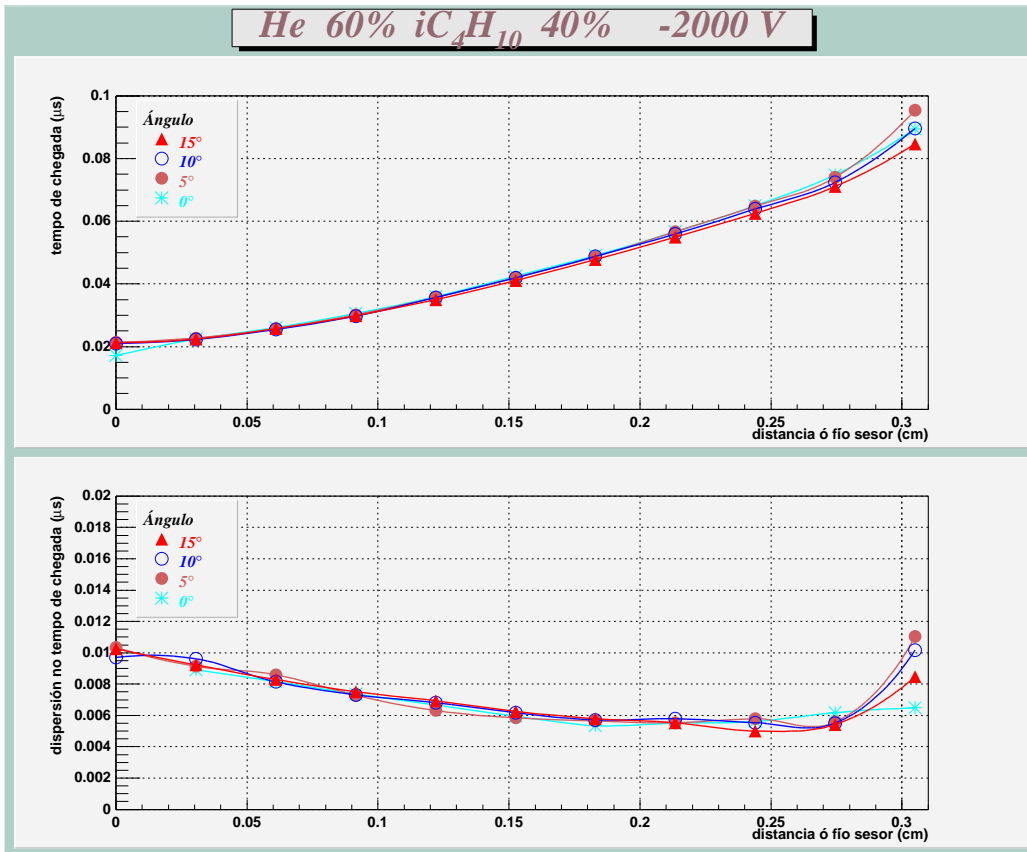


Figura 6.16: Representación do tempo de chegada dos electróns calculado para a mistura de helio 60% e isobutano 40%. Calculouse a distribución de tempo de chegada para catro ángulos distintos da traxectoria da partícula ionizante co eixe y. A distancia ó fío sensor fai referencia á distancia entre este e a traxectoria. Na parte inferior móstrase a dispersión do tempo de chegada. As gráficas están feitas para os electróns que chegan en décimo lugar.

Capítulo 7

Conclusións

O obxectivo primeiro deste traballo é a investigación das características das cámaras de deriva de HADES con axuda do programa Garfield.

Como consecuencia deste estudio tivéronse que estudar tamén as características da mistura de helio e isobutano que se vai empregar nas cámaras de deriva, para poder así determina-los seus parámetros de transporte. Para isto estudiáronse as seccións eficaces de dispersión de electróns dos dous gases mediante o método da nube de electróns, resolvendo neste proceso a ecuación de Holstein-Boltzmann coa aproximación de dous termos. A investigación do helio non ten demasiadas dificultades polas súas típicas características de gas nobre. Pero para o isobutano cómpre un estudio das súas misturas con outros gases nobres. Por esta razón o traballo que nun principio só afectaría a helio e isobutano tívose que estender ós demais gases nobres e, para comproba-lo funcionamento do programa empregado para resolve-la ecuación de Holstein-Boltzmann, compara-los resultados obtidos cos gases nobres e a súas misturas con CH_4 , con outros resultados publicados por diversos autores. Por outra parte isto permitirá nun futuro estudar outros gases coma, por exemplo, outros hidrocarburos.

Así, atopáronse as seccións eficaces dos distintos gases que mellor axustan ós parámetros de deriva dispoñibles, tanto en cada gas por separado coma en distintas misturas. No caso dos gases nobres pódense considera-los resultados coma moi satisfactorios: no helio e no neon, nos que a sección eficaz de transferencia de momento está mellor establecida na literatura, atopáronse seccións eficaces practicamente iguais ás que dan outros autores. No cripton e no xenon atopouse unha sección eficaz cun mínimo de Ramsauer-Townsend semellante ós máis profundos que se poden atopar na literatura, o que permite

CAPÍTULO 7. CONCLUSIONES

reproducir axeitadamente os datos experimentais tanto de velocidades de deriva coma de enerxía característica.

A continuación axustáronse as seccións eficaces do isobutano, comprobando os resultados, tanto para o gas puro, coma para as súas misturas con gases nobres. No caso do isobutano pódese considerar que as seccións eficaces obtidas son satisfactorias ata unha enerxía de ~ 0.6 eV. A valores máis altos desta enerxía pódese atopar un grupo de seccións eficaces que axusta mellor os parámetros de deriva no isobutano só e outro grupo que axusta mellor os parámetros de deriva en misturas do isobutano, sendo necesaria unha solución intermedia entre os dous grupos.

En gases con procesos inelásticos importantes (coma o isobutano) cómpre facer un estudio con gases nobres pesados para poder establecer de forma máis fiable as seccións eficaces. Co isobutano só foi posible estudar misturas de isobutano con argon, helio e neon ó non dispoñer de parámetros de deriva con cripton e xenon. En todo caso, o ter xa establecidos tódolos gases nobres permitirá nun futuro un mellor estudio doutros gases como os hidrocarburos e similares.

Volvendo ás cámaras de deriva, o resultado mostra que a xeometría da cámara de deriva produce un campo de deriva que, unido ás características do gas de deriva, permite a existencia dunha velocidade de deriva constante ó longo dun 84% do camiño de deriva dos electróns liberados polo paso dunha partícula ionizante. Isto permite obter unha relación linear entre o tempo de deriva e o lugar de produción dos electróns, algo necesario para reconstruí-la traza da partícula con moita exactitude.

A distribución de tempos de chegada alárgase debido á evolución das traxectorias das partículas que pasan preto dos fíos de sinal ou de campo, pois nestas zonas poden chegar a curvarse fortemente. É un efecto da xeometría da cámara de deriva.

Comprobase que a dispersión na distribución de tempos é menor cando a proporción de helio na mistura é menor. Pero, ó mesmo tempo, ó diminuí-la concentración de helio, a velocidade de deriva dos electróns aumenta e polo tanto a resolución da cámara diminuíría. Polo tanto hai que chegar a un compromiso entre os dous factores. A este respecto semella recomendable empregar unha mistura de helio 60% isobutano 40%.

Bibliografía

- [1] P. M. Morse et al., *Velocity Distributions for Elastically Colliding Electrons*, Phys. Rev. **48** (1935) 412-419
- [2] T. Holstein, *Energy Distribution of Electrons in High Frequency Gas Discharges*, Phys. Rev. **70** No. 5-6 (1946) 367-384
- [3] L. S. Frost, A. V. Phelps, *Rotational Excitation and Momentum Transfer Cross Sections for Electrons in H_2 and N_2 from Transport Coefficients*, Phys. Rev. **127** No. 5, (1962) 1621-1633
- [4] A. G. Engelhardt, A. V. Phelps, *Elastic and Inelastic Collision Cross Sections in Hydrogen and Deuterium from Transport Coefficients*, Phys. Rev. **131** (1963) 2115-2128
- [5] A. V. Phelps, *Rotational and Vibrational Excitation of Molecules by Low-Energy Electrons*, Rev. Mod. Phys. **40** (1968) 399-410
- [6] J. H. Parker Jr. e J. J. Lowke, *Theory of Electron Diffusion Parallel to Electric Fields. I. Theory*, Phys. Rev. **181** No. 1 (1969) 290-301
- [7] J. J. Lowke e J. H. Parker Jr., *Theory of Electron Diffusion Parallel to Electric Fields. II. Application to Real Gases*
- [8] L. G. H. Huxley e R. W. Crompton, *The diffusion and drift of electrons in gases*, John Wiley & Sons Inc., New York, 1974, Phys. Rev. **181** No. 1 (1969) 302-311
- [9] P. Kleban, H. T. Davis, *Electron Transport in Methane Gas*, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 456-460; *Electron drift and diffusion in polyatomic gases: Calculations for CH_4 , CD_4 , and related models*, J. Chem. Phys. **68** (7) (1978) 2999-3006

BIBLIOGRAFÍA

- [10] E. Mathieson, N. El Hakeem, *Calculation of electron transport coefficients in counting gas mixtures*, Nucl. Instr. and Meth. **159** (1979) 489-496
- [11] S. L. Lin et al., *Moment theory of electron drift and diffusion in neutral gases in an electrostatic field*, J. Chem. Phys. **71** (1979) 3483-3498
- [12] L. C. Pitchford et al., *Extended Boltzmann analysis of electron swarm experiments*, Phys. Rev. A **23**, No. 1 (1981) 294-304
- [13] G. W. Fraser, E. Mathieson, *Montecarlo calculation of electron transport coefficients in counting gas mixtures*, Nucl. Instr. and Meth. **A247** (1986) 544-565
- [14] R. E. Robson, K. F. Ness, *Velocity distribution function and transport coefficients of electron swarms in gases: Spherical-harmonics decomposition of Boltzmann's equation*, Phys. Rev. A **33**, No. 3 (1986) 2068-2077
- [15] K. F. Ness, R. E. Robson, *Velocity distribution function and transport coefficients of electron swarms in gases. II. Moment equations and applications*, Phys. Rev. A **34**, No. 3 (1986) 2185-2209
- [16] S. Yachi et al., *A multi-term Boltzmann equation analysis of electron swarms in gases*, J. Phys. D: Appl. Phys. **21** (1988) 914-921
- [17] H. Itoh et al., *A three-term Boltzmann equation analysis of electron swarms in gases for the time-of-flight condition*, J. Phys. D: Appl. Phys. **22** (1989) 1095-1101
- [18] H. Álvarez Pol, *Determinación de secciones eficaces de colisión de electrones de baja energía sobre argón, metano y dióxido de carbono, mediante la ecuación de transporte de Holstein-Boltzmann*, Tesis presentada na Universidade de Santiago de Compostela, 1996
- [19] H. Álvarez Pol, *On the cross section of low-energy electron collisions on CH₄ and CO₂*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **30** (1997) 2455-2464
- [20] F. Varela Rodríguez, *Determinación de secciones eficaces de colisión de electrones de baja energía sobre tetrafluoruro de carbono*, Tesis presentada na Universidade de Santiago de Compostela, 1997

BIBLIOGRAFÍA

- [21] B. Schmidt, *Anisotropic low energy electron collision cross sections for methane derived from transport coefficients*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **24** (1991) 4809-4820
- [22] K. F. Ness, *Spherical-harmonics decomposition of the Boltzmann equation for charged-particle swarms in the presence of both electric and magnetic fields*, Phys. Rev. E **47**, No. 1 (1993) 327-342
- [23] Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. D **54** No. 1 (1996)
- [24] Beatriz Fernández Domínguez, *Estudio comparativo dun novo método de resolución da ecuación de Holstein-Boltzmann*, Tesiña presentada na Universidade de Santiago de Compostela, 1999
- [25] C. Ramsauer, *Über den Wirkungsquerschnitt der Gasmoleküle gegenüber langsamen Elektronen*, Ann. Phys. (Leipzig) **72** (1923) 345-352
- [26] J. S. Townsend, V. A. Bailey Phil. Mag. 46 (1923) 657-665 Citado en J. Phys. Chem. ref. Data, Vol. 4, No. 3 (1975) 577-855
- [27] C. Ramsauer, R. Kollath, *Über den Wirkungsquerschnitt der Edelgas-moleküle gegenüber Elektronen unterhalb 1 Volt*, Ann. Phys. (Leipzig) **3**, (1929) 536-564
- [28] C. Ramsauer, R. Kollath, *Die Winkelverteilung bei der Streuung langsamer Elektronen an Gasmolekülen*, Ann. Phys. (Leipzig) **5**, 12 (1932) 837-848
- [29] A. V. Phelps et al., *Drift velocity of electron in helium*, Physical Review **117**, No. 2, (1960) 470-474
- [30] R.W. Warren, J.H. Parker, *Ratio of the diffusion coefficient to the mobility coefficient for electrons in He, Ar, N₂, H₂, D₂, CO, and CO₂ at low temperature and low E/P*, Physical Review **128**, No. 6, (1962) 2661-2671
- [31] R. W. Crompton et al., Austr. J. Phys. **20** (1967) 369 Citado en J. Phys. Chem. Ref. Data, Vol. 4 No. 3 (1975) 577-855
- [32] R. W. Crompton et al., Austr. J. Phys. **23** (1970) 667

BIBLIOGRAFÍA

- [33] J. J. Lowke et al., *Predicted electron transport coefficients and operating characteristics of CO₂-N₂-He laser mixtures*, J. Appl. Phys. **44** 10 (1973) 4664-4671
- [34] H. B. Milloy, R. W. Crompton, *Momentum-transfer cross section for electron-helium collisions in the range 4-12 eV*, Physical Review A **15**, No. 5, 1847 (1977)
- [35] F. J. de Heer, R. H. J. Jansen, *Total cross sections for electron scattering by He*, J. Phys. B: Atom. Molec. Phys., **10**, No. 18 (1977) 3741-3758
- [36] C. S. Lakshminarasimha, J. Lucas, *The ratio of radial diffusion coefficient to mobility for electrons in helium, argon air, methane and nitric oxide*, J. Phys. D: Appl. Phys. **10** (1977) 313-321
- [37] L. G. Christophorou et al., *Fast gas mixtures for gas-filled particle detectors*, Nucl. Instr. and Meth. **163** (1979) 141-149
- [38] R. K. Nesbet, *Variational calculations of accurate e⁻-He cross sections below 19 eV*, Physical Review A **20**, No. 4 (1979) 58-70
- [39] D. F. Register et al., *Absolute elastic differential electron scattering cross sections for He: A proposed calibration standard from 5 to 200 eV*, Physical Review A **21**, No. 4 (1980) 1134-1151
- [40] H. N. Küçükarpaci et al., *Electron swarm parameters in helium and neon*, J. Phys. D: Appl. Phys., **14** (1981) 9-25
- [41] M. Hayashi, *Luminous layers in the prebreakdown region of low pressure noble gases*, J. Phys. D: Appl. Phys., **15** (1982) 1411-1418
- [42] C. Grab, ETHZ-IMP PR/92-5 (1991) citado en Nucl. Instr. and Meth. **A350** (1994) 470-477
- [43] V. Cindro et al., *Measurement of spatial resolutions and drift velocities in a drift-chamber filled with a helium-DME mixture*, Nucl. Instr. and Meth. **A309** (1991) 411-421
- [44] W. Lowell Morgan, *Use of numerical optimization algorithms to obtain cross sections from electron swarm data*, Physical Review A **44** 3 (1991) 1677

BIBLIOGRAFÍA

- [45] S. M. Playfer et al., *Studies of helium gas mixtures for low mass tracking detectors*, Nucl. Instr. and Meth. **A315** (1992) 494-501
- [46] P. R. Burchat et al., *Studies of helium gas mixtures in drift chambers*, Nucl. Instr. and Meth. **A316** (1992) 217-222
- [47] B. Schmidt, K. Martens, *Helium molecular gas mixtures for high resolution drift chambers*, Nucl. Instr. and Meth. **A317** (1992) 148-154
- [48] J. L. Pack et al., *Longitudinal electron diffusion coefficients in gases: Noble gases*, J. Appl. Phys., **71**, No. 11, (1992), 5363-5371
- [49] M. J. Brunger et al., *Elastic electron scattering from helium: absolute experimental cross sections, theory and derived interaction potentials*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **25** (1992) 1823-1838
- [50] S. Uno et al., *Study of a drift chamber filled with a helium-ethane mixture*, Nucl. Instr. and Meth. **A330** (1993) 55-63
- [51] A. Sharma, F. Sauli, *Low mass gas mixtures for drift chambers operation*, Nucl. Instr. and Meth. **A350** (1994) 470-477
- [52] P. Bernardini et al., *Precise measurements of drift velocities in helium gas mixtures*, Nucl. Instr. and Meth. **A355** (1995) 428-433
- [53] K. K. Gan et al., *Study of helium-based drift chamber gases*, Nucl. Instr. and Meth. **A374** (1996) 27-33
- [54] M. Agnello et al., *Final results of an experimental study of a large-area planar drift chamber filled with a He-based mixture*, Nucl. Instr. and Meth. **A385** (1997) 58-68
- [55] U. von Hagel et al., *Influence of the gas composition on the electron transport coefficients in helium-based gas mixtures*, Nucl. Instr. and Meth. **A420** (1999) 429-440
- [56] *Properties of some gas mixtures used in tracking detectors*, Ver <http://consult.cern.ch/writeup/garfield/examples/gas/Welcome.html>
- [57] J. C. Bowe, *Drift Velocity of Electrons in Nitrogen, Helium, Neon, Argon, Krypton, and Xenon*, Physical Review **117**, No. 6, (1960) 1411-1415

BIBLIOGRAFÍA

- [58] J. L. Pack, A. V. Phelps, *Drift velocity of slow electrons in helium, neon, argon, hydrogen, and nitrogen*, Physical Review **121**, No. 3, (1961) 798-806
- [59] J. L. Pack et al., *Drift Velocity of Slow Electrons in Krypton, Xenon, Deterium, Carbon Monoxide, Carbon Dioxide, Water Vapor, Nitrous Oxide, and Ammonia*, Physical Review **127**, No. 6, 2084 (1962)
- [60] J. M. Anderson, *Hall Effect and electron drift velocities in the plasma of the positive column*, The Physics of Fluids **7**, No. 9 (1964) 1517-1526
- [61] O. J. Orient, *Calculation of the Diffusion Coefficient to Mobility Ratio of Electrons for Noble Gases*, Acta Phys. Acad. Sci. Hung., **21**, 293-302 (1966) Citado en J. Phys. Chem. ref. Data, Vol. 4, No. 3 (1975) 577-855
- [62] M. H. Hughes, *Electron energy distribution functions and transport coefficients in helium and neon*, J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. **3** (1970) 1544-1551
- [63] A. G. Robertson, *The momentum transfer cross section for low energy electrons in neon*, J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. **5** (1972) 648-664
- [64] F. J. de Heer et al., *Total cross sections for electron scattering by Ne, Ar, Kr and Xe*, J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. **12** No. 6 (1979) 979-1002
- [65] S. K. Srivastava et al., *Elastic scattering of intermediate-energy electrons by Ar and Kr*, Physical Review A **23**, No. 5 (1981) 2156-2166
- [66] H. N. Küçükarpaci, J. Lucas, *Electron swarm parameters in argon and krypton*, J. Lucas, J. Phys. D: Appl. Phys., **14** (1981) 2001-14
- [67] H. L Brooks et al., *Electron drift velocities in xenon*, J. Phys. D: Appl. Phys. **15** (1982) L51-53
- [68] D. F. Register, S. Trajmar, *Differential, integral, and momentum-transfer cross sections for elastic electron scattering by neon: 5 to 100 eV*, Physical Review A **29**, No. 4 (1984) 1785-1792
- [69] T. Koizumi et al., *Momentum transfer cross sections for low-energy electrons in krypton and xenon from characteristic energies*, J. Phys. B: At. Mol. Phys. **19** (1986) 2331-2342

BIBLIOGRAFÍA

- [70] S. A. J Al-Amin, J. Lucas, *Time of flight measurements of the ratio of radial diffusion coefficient and mobility for electron swarms in helium, argon, neon and krypton at high E/N* , J. Phys. D: Appl. Phys., **20** (1987) 1590-1595
- [71] S. R. Hunter et al., *Low-energy electron drift and scattering in krypton and xenon*, Physical Review A **38**, No. 11, 5539 (1988)
- [72] E. Krishnakumar, S.K. Srivastava, *Ionisation cross sections of rare-gas atoms by electron impact*, J. Phys. B: At. Mol.Opt. Phys. **21** (1988) 1055-1082
- [73] K. L. Bell et al., *Elastic scattering of electrons by krypton and the free-free absorption coefficient of Kr^-* , J. Phys. B: At. Mol.Opt. Phys. **21** (1988) 4205-4216
- [74] M. Weyhreter et al., *Measurements of differential cross sections for e -Ar, Kr, Xe scattering at $E=0.05$ -2 eV*, Z. Phys. D - Atoms, Molecules and Clusters **7** (1988) 333-347
- [75] Y. Nakamura, A. Naitoh 1988 *Papers of Gas Discharge Technical Committee IEEE*. Japan ED-88-24, citado en [\[77\]](#)
- [76] H. P. Saha, *Low-energy elastic scattering of electrons from neon atoms*, Physical Review A **39**, No. 10 (1989) 5048-5061
- [77] M. Suzuki et al., *Momentum transfer cross section of krypton deduced from electron drift velocity data*, J. Phys. D: Appl. Phys. **22** (1989) 1848-1855
- [78] B. Dolgoshein et al., CERN-EP-89-16 (1989)
- [79] M. Hashimoto, Y. Nakamura 1990 *Papers of Gas Discharge Technical Committee ED-90-61* (Japan: IEEE), citado en [\[84\]](#)
- [80] E. L. Patrick et al., *Electron drift velocities in xenon and xenon-nitrogen gas mixtures*, Appl. Phys. Lett. **59**, 25 (1991) 3239-3240
- [81] V. Puech, S. Mizzi, *Collision cross sections and transport parameters in neon and xenon*, J. Phys. D: Appl. Phys. **24** (1991) 1974-1985

BIBLIOGRAFÍA

- [82] F. Angelini et al., *Results from the first use of microstrip gas chambers in a high-energy physics experiment*, Nucl. Instr. and Meth. **A315** (1992) 21-32
- [83] X. Shi, P. D. Burrows, *Differential scattering cross sections of neon at low electron energies*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **25** (1992) 4273-4279
- [84] M. Suzuki et al., *Momentum transfer cross section of xenon deduced from electron drift velocity data*, J. Phys. D: Appl. Phys. **25** (1992) 50-56
- [85] T. Kunst et al., *Precision measurements of magnetic deflection angles and drift velocities in crossed electric and magnetic fields*, Nucl. Instr. and Meth. **A324** (1993) 127-140
- [86] T. Alber et al., *A study of argon, neon and helium based gas mixtures for improving the spatial resolution in time projection chambers*, Nucl. Instr. and Meth. **A349** (1994) 56-61
- [87] R. J. Gulley et al., *Differential and total electron scattering from neon at low incident energies*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **27** (1994) 2593-2611
- [88] B. Schmidt et al., *New Experimental Techniques in the Study of Electron Swarms in Gases and their Impact on the Determination of Low Energy Electron Scattering Cross Sections*, Physica Scripta **T53** (1994) 30-42
- [89] J. C. Gibson et al., *Low-energy electron scattering from xenon*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **31** (1998) 3949-3964
- [90] U. Becker et al., *Gas R&D Home Page* (<http://cyclotron.mit.edu/drift>)
- [91] A. Breskin et al., *Further results on the operation of high-accuracy drift chambers*, Nucl. Instr. and Meth. **119** (1974) 9-28
- [92] V. Palladino, B. Sadoulet, *Application of classical theory of electrons in gases to drift proportional chambers*, Nucl. Instr. and Meth. **128** (1975) 323-335

BIBLIOGRAFÍA

- [93] G. Schultz, J. Gresser, *A study of transport coefficients of electrons in some gases used in proportional and drift chambers*, Nucl. Instr. and Meth. **151** (1978) 413-431
- [94] C. M. Ma et al., MIT Technical Reports 129 and 130 (1982), citado en CERN 84-08 (1984)
- [95] I. Lehraus et al., *dE/dx measurements in Ne, Ar, Kr, Xe and pure hydrocarbons*, Nucl. Instr. and Meth. **200** (1982) 199-210
- [96] I. Lehraus et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-30, (1983) 50, citado en CERN 84-08 (1984)
- [97] A. Breskin, R. Chechik, *Low-pressure multistep detectors - Applications to high energy particle identification*, Nucl. Instr. and Meth. **A252** (1986) 488-497
- [98] B. Schmidt, *Drift properties of electrons in methane and methane noble gas mixtures*, Nucl. Instr. and Meth. **A252** (1986) 579-585
- [99] S. F. Biagi, *Accurate three-dimensional simulation of straw chambers using slow, medium and fast gas mixtures*, Nucl. Instr. and Meth. **A310** (1991) 133-136
- [100] J. Va'vra et al., *Study of photosensitive mixtures of TMAE and helium, hydrocarbon or CF₄-based carrier gases*, Nucl. Instr. and Meth. **A370** (1996) 352-366
- [101] C. Garabatos et al., *Optimisation of low-mass drift chambers for HADES*, Nucl. Instr. and Meth. A **412** (1998) 38-46
- [102] Simulation of gaseous detectors, <http://consult.cern.ch/writeup/garfield/>
- [103] HADES Home Page <http://www.e12.physik.tu-muenchen.de/hades/>