

**COMISSÃO NACIONAL DE ENERGIA NUCLEAR / SÃO PAULO**  
**INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES**  
**SECRETARIA DA INDÚSTRIA, COMÉRCIO, CIÊNCIA E TECNOLOGIA**  
**AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO**

**MODELAGEM NUMÉRICA DO PROCESSO DE ENRIQUECIMENTO**  
**BOCAL DE SEPARAÇÃO**

Paula Vercelli

Disertação apresentada à Comissão Nacional de Energia Nuclear / São Paulo – Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares como parte dos requisitos para obtenção do Grau de "Mestre na Área de Concentração em Reatores Nucleares de Potência e Tecnologia do Combustível Nuclear".

entador: Francisco Corrêa

# MODELAGEM NUMÉRICA DO PROCESSO DE ENRIQUECIMENTO BOCAL DE SEPARAÇÃO

PAULA VERCELLI

## RESUMO

Desenvolveu-se um modelo numérico para a simulação do efeito de enriquecimento isotópico do urânio efetuado no processo Bocal de Separação. Estudou-se o escoamento em regime estacionário, considerando o comportamento do gás como ideal. O modelo fornece, para qualquer posição de cunha separadora:

- a) os perfis radiais de concentração em massa de cada espécie isotópica; e
- b) os valores de: efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) e corte de urânio ( $\theta$ ).

A comparação dos resultados numéricos obtidos com os valores experimentais citados na literatura comprovam a validade do presente trabalho como passo inicial na modelagem do processo.

NUMERICAL MODELING OF THE JET  
NOZZLE ENRICHMENT PROCESS

PAULA VERCELLI

ABSTRACT

A numerical model was developed for the simulation of the isotopic enrichment produced by the Jet Nozzle process. The flow was considered stationary and under ideal gas conditions. The model calculates, for any position of the skimmer piece:

- a) values of radial mass concentration profiles for each isotopic species; and
- b) values of elementary separation effect ( $\epsilon_A$ ) and uranium cut ( $\theta$ ).

The comparison of the numerical results obtained with the experimental values given in the literature, proves the validity of the present work as an initial step in the modeling of the process.

## ÍNDICE

	Pág.
<u>NOTAÇÃO</u> .....	i
<u>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO</u> .....	1
<u>CAPÍTULO 2 - REVISÃO BIBLIOGRÁFICA</u>	
2.1 Evolução Histórica do Processo.....	4
2.2 Bocal de Separação na sua Configuração Atual.....	8
2.2.1 Influência de Parâmetros Geométricos.....	13
2.2.2 Influência da Pressão de Entrada.....	16
2.2.3 Influência da Temperatura.....	17
2.2.4 Influência da Razão de Expansão.....	19
2.2.5 Influência da Razão de Retenção.....	19
2.2.6 Influência da Proporção de UF <sub>6</sub> .....	21
2.2.7 Influência do Tipo de Gás Auxiliar.....	23
<u>CAPÍTULO 3 - DESENVOLVIMENTO DO MODELO</u>	
3.1 Geometria do Bocal de Separação.....	26
3.2 Escoamento no Bocal de Separação.....	28
3.3 Perfil Radial de Velocidades.....	31
3.4 Perfil Radial de Pressão.....	33
3.5 Fluxos Difusivos.....	34
3.6 Coeficiente de Difusão.....	39
3.7 Equação Diferencial em Diferenças Finitas.....	40
3.8 Parâmetros de Enriquecimento.....	44
3.9 Parâmetros de Enriquecimento a Partir dos Perfis de Concentração.....	48

CAPÍTULO 4 - RESULTADOS OBTIDOS E COMPARAÇÃO COM OS JÁ  
EXISTENTES

4.1 Faixa de Valores das Grandezas Pertinentes.....	50
4.2 Perfis de Concentração das Espécies Isotópicas..	51
4.3 Influência da Pressão de Alimentação.....	54
4.4 Influência da Razão de Expansão.....	62
4.5 Influência da Temperatura de Alimentação.....	65
4.6 Influência da Concentração de $UF_6$ na mistura de alimentação.....	69
<u>CAPÍTULO 5 - CONCLUSÕES</u> .....	74
<u>BIBLIOGRAFIA</u> .....	76
<u>APÊNDICE 1</u> - PROGRAMA PARA COMPUTADOR EM LINGUAGEM FOR- TRAN IV, UTILIZADO PARA A SOLUÇÃO DO MODELO	80

## INDICE DAS FIGURAS

	Pág.
Figura 2.1. Esquema do dispositivo utilizado na separação isotópica por bocal de jato livre.....	5
Figura 2.2. Esquemas dos dispositivos utilizados na separação isotópica pelo processo Bocal de Separação.....	7
Figura 2.3. Esquema do dispositivo atual para enriquecimento isotópico pelo método Bocal de Separação.....	9
Figura 2.4. Efeitos da largura mínima do bocal ( $a$ ), como parâmetro, no efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ), vs a pressão de entrada ( $P_0$ ) /16/.....	14
Figura 2.5. Efeitos de posição de cunha separadora ( $f$ ), sobre o efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) /16/	14
Figura 2.6. Influência da largura mínima do bocal ( $a$ ), como parâmetro, sobre o corte de Urânio ( $\theta$ ) vs a pressão de entrada ( $P_0$ ) /16/.....	15
Figura 2.7. Influência da posição de cunha separadora ( $f$ ), sobre o corte de Urânio ( $\theta$ ) /16/.....	15
Figura 2.8. Influência da pressão de entrada ( $P_0$ ) sobre o efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) para diversas razões de expansão ( $\pi$ ) /15/.....	16
Figura 2.9. Influência da temperatura de operação, $T$ , no efeito elementar de separação máximo ( $\epsilon_{A_{m\acute{a}x}}$ ) /14/.....	18
Figura 2.10. Influência da temperatura de operação, $T$ , na pressão ótima de entrada ( $P_0^+$ ) /14/.....	18

Figura 2.11. Influência da razão de expansão ( $\pi$ ) sobre o efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) /6/.....	20
Figura 2.12. Influência da razão de expansão ( $\pi$ ) sobre o corte de Urânio ( $\theta$ ) /6/.....	20
Figura 2.13. Comparação do efeito de diferentes misturas de alimentação sobre a variação do efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) com a razão de expansão ( $\pi$ ) /6/.....	22
Figura 2.14. Influência de diferentes misturas de alimentação sobre a variação do corte de Urânio ( $\theta$ ) com a razão de expansão ( $\pi$ ) /6/.....	22
Figura 2.15. Influência da razão de expansão ( $\pi$ ) sobre o efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) para diversos gases auxiliares /6/ e /15/.....	24
Figura 2.16. Influência da razão de expansão ( $\pi$ ) sobre o corte de Urânio ( $\theta$ ) para diversos gases auxiliares /6/ e /15/.....	24
Figura 3.1. Geometria do bocal de separação para o desenvolvimento do modelo.....	27
Figura 3.2. Representação esquemática de uma cascata de separação, com seção de recuperação.....	45
Figura 3.3. Esquema de estágio de separação .....	46
Figura 4.1. Comparação dos perfis radiais de concentração de cada espécie isotópica na posição angular $\phi = 180^\circ$ .....	52
Figura 4.2. Comparação dos perfis radiais de concentração de $U^{235}F_6$ para posições angulares de $90^\circ$ , $120^\circ$ e $180^\circ$ .....	53

Figura 4.3. Efeito da pressão de alimentação ( $P_0$ ) sobre o efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) para posições de cunha separadora ( $f$ ) constantes, de 0,015 mm a 0,120 mm.....	57
Figura 4.4. Influência da pressão de alimentação ( $P_0$ ) sobre corte de Urânio ( $\theta$ ) para posições de cunha ( $f$ ) constantes.....	58
Figura 4.5. Influência da pressão de entrada ( $P_0$ ) sobre o efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) para diversas razões de expansão.....	61
Figura 4.6. Efeito da razão de expansão ( $\pi$ ) sobre o efeito elementar de enriquecimento ( $\epsilon_A$ ) para duas posições de cunha separadora.....	64
Figura 4.7. Efeito da razão de expansão ( $\pi$ ) sobre corte de Urânio ( $\theta$ ) para duas posições de cunha separadora.....	64
Figura 4.8. Efeito da razão de expansão ( $\pi$ ) sobre o efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) para corte ajustado às respostas experimentais, e respostas experimentais correspondentes /15/.....	66
Figura 4.9. Influência da Temperatura de entrada ( $T_0$ ) sobre o efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) e corte de Urânio ( $\theta$ ) para posição de cunha separadora ( $f$ ) constante em 0,11mm.....	68
Figura 4.10. Influência da temperatura de entrada ( $T_0$ ) sobre o efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) a corte constante de 1/3.....	68
Figura 4.11. Influência da concentração de $UF_6$ na mistura inicial sobre o efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ).....	71



Figura 4.12. Influência da concentração de $UF_6$ na mistura inicial sobre o corte de Urânio ( $\theta$ ).....	71
Figura 4.13. Comportamento do efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) com a razão de expansão ( $\pi$ ) para diversas concentrações iniciais de $UF_6$ .....	72
Figura 4.14. Comportamento do corte de Urânio ( $\theta$ ) com a razão de expansão ( $\pi$ ) para diversas concentrações de $UF_6$ .....	72

## ÍNDICE DAS TABELAS

	Pág.
Tabela 2.1. Dimensões características de alguns elementos de separação /6/.....	12
Tabela 2.2. Condições experimentais dos ensaios de Becker / 6/ e Bier /15/ para a análise da influência do tipo de gás auxiliar no efeito de separação.....	23
Tabela 4.1. Perfis radiais de concentração em massa (Kg/m <sup>3</sup> ).....	56
Tabela 4.2. Efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) e corte de Urânio ( $\theta$ ) para diversas pressões de alimentação e posições de cunha separadora.....	59
Tabela 4.3. Perfis radiais de concentração em massa (Kg/m <sup>3</sup> ) para 180° para diversas pressões de alimentação ( $P_0$ ).....	60
Tabela 4.4. Valores de efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) e corte de Urânio ( $\theta$ ) para razões de expansão ( $\pi$ ) de 2 a 8.....	66
Tabela 4.5. Valores de efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) e corte de Urânio ( $\theta$ ) para diversas temperaturas.....	67
Tabela 4.6. Efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) e corte de Urânio ( $\theta$ ) para diversas concentrações de hexafluoreto de Urânio ( $P_U$ ) na mistura inicial.	70
Tabela 4.7. Efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) e corte de Urânio ( $\theta$ ) para diversas concentrações de hexafluoreto de urânio ( $P_U$ ) e razão de expansão ( $\pi$ ) 2 a 8.....	70

## NOTAÇÃO

- $a$  - largura do bocal no estreitamento
- $a_i$  - coeficiente de atividade do componente  $i$
- $a_{i+1}$  - coeficiente da expansão numérica
- $A$  - área de escoamento
- $A^*$  - área mínima de escoamento
- $b_i$  - coeficiente da expansão numérica
- $c$  - concentração molar total
- $c_{i-1}$  - coeficiente da expansão numérica
- $D_{ij}$  - coeficiente de difusão do par  $i-j$
- $f$  - distância da parede curva defletora à cunha separadora
- $f_D$  - fator de correção da equação do coeficiente de difusão
- $\bar{G}_i$  - energia livre de Gibbs, parcial molar, da espécie  $i$
- $h_1$  - largura máxima do bocal
- $\vec{J}_i$  - fluxo mássico total da espécie  $i$ , com relação à velocidade mássica média
- $\vec{J}_i^{(p)}$  - fluxo mássico, por barodifusão, da espécie  $i$ , com relação à velocidade mássica média
- $\vec{J}_i^{(m)}$  - fluxo mássico, por difusão molecular, da espécie  $i$ , com relação à velocidade mássica média
- $k$  - coeficiente de expansão adiabática
- $L$  - fluxo de alimentação
- $L'$  - fluxo na saída enriquecida
- $L''$  - fluxo na saída empobrecida
- $M$  - número de Mach
- $\bar{M}$  - massa molecular média da mistura
- $M_i$  - massa molecular da espécie  $i$
- $M_M$  - número de pontos radiais da rede numérica
- $\vec{n}_i$  - fluxo de massa da espécie  $i$ , com relação a coordenadas estacionárias

- N - composição isotópica na alimentação
- N' - composição isotópica na saída enriquecida
- N'' - composição isotópica na saída empobrecida
- N<sub>N</sub> - número de pontos azimutais da rede numérica
- P - pressão
- P<sub>e</sub> - pressão no plenum externo
- P<sub>o</sub> - pressão na entrada
- P<sub>o</sub><sup>+</sup> - pressão na entrada otimizada
- P<sub>p</sub> - pressão da fração pesada
- r - posição radial
- r<sub>b</sub> - raio de curvatura da placa do bocal
- r<sub>e</sub> - raio de curvatura da superfície defletora
- r<sub>i</sub> - raio interno máximo, medido a partir do centro do sistema
- r<sub>R</sub> - posição radial de referência
- R - constante universal dos gases,  $8,314 \frac{\text{kg m}^2}{\text{s}^2 \text{ mol K}}$
- R' - abundância relativa na saída enriquecida
- R'' - abundância relativa na saída empobrecida
- R<sub>R</sub> - razão de retenção
- T - temperatura absoluta
- T<sub>o</sub> - temperatura absoluta na entrada
- $\vec{V}$  - velocidade de escoamento
- V - volume
- $\bar{V}_i$  - volume parcial molar da espécie i
- V<sub>I</sub> - vazão na fração empobrecida
- V<sub>S</sub> - vazão na fração enriquecida
- X<sub>i</sub> - fração molar da espécie i
- α - fator de separação
- β<sub>f</sub> - variável associada à velocidade
- Δ<sub>f</sub> - espaçamento radial do desenvolvimento numérico

- $\Delta_j$  - espaçamento azimutal do desenvolvimento numérico
- $\epsilon_A$  - efeito elementar de separação
- $\epsilon_{A_{\text{máx}}}$  - efeito elementar de separação máximo
- $\epsilon_{ij}$  - energia de interação do par i-j
- $\theta$  - corte de urânio
- $\pi$  - razão de expansão
- $\pi_{\text{ot}}$  - razão de expansão ótima
- $\rho$  - densidade total
- $\rho_i$  - concentração em massa da espécie i
- $\rho_{235}$  - concentração em massa do isótopo U-235
- $\rho_{238}$  - concentração em massa do isótopo U-238
- $\sigma_{ij}$  - parâmetro de colisão do par i-j
- $\phi$  - posição azimutal
- $\phi_T$  - posição azimutal total
- $\Omega_D$  - integral de colisão
- $\omega$  - velocidade angular

#### SUBSCRITOS

- i,j,k,A,Z - espécies na mistura multicomponente
- i - posição radial
- $i_0$  - posição radial inicial
- j - posição azimutal

## C A P Í T U L O 1

### I N T R O D U Ç Ã O

No final da década de 30, iniciado o trabalho de Fermi na pesquisa de elementos transurânicos, Hahn e Strassmann detectaram elementos de número atômico relativamente baixo, quando do bombardeio de Urânio por nêutrons. Perceberam que este fenômeno liberava elevadas quantidades de energia. Feita a análise espectrográfica, descobriu-se que o isótopo de massa atômica 235 do Urânio era responsável pelo processo. Concluiu-se que o bombardeio de Urânio por nêutrons produzia elementos mais leves (da região de número de massa em torno de 100) e que a energia liberada neste processo era da ordem de 200 MeV por átomo de Urânio e, além disso, resultava em um número nêutrons livres maior do que consumia.

Este fenômeno, denominado fissão nuclear, e que tem por principal responsável o isótopo U-235, passou a ser intensivamente estudado. O Urânio 235 é, no entanto, escasso na natureza, tendo abundância de 0,711% (porcentagem em peso) no urânio natural.

Com o advento da II Guerra Mundial, viu-se na energia liberada pela fissão uma poderosa arma. Tornou-se ne-

cessária a obtenção de quantidades de Urânio com altas porcentagens de isótopo U-235. O processo de separação do U-235 do U-238 denomina-se enriquecimento. O projeto Manhattan, como parte do esforço de guerra americano, desenvolveu quatro processos para o enriquecimento de Urânio: (a) separação eletromagnética, (b) difusão térmica, (c) difusão gasosa e (d) ultra-centrifugação.

Dos métodos citados, a difusão gasosa tomou a dianteira nas pesquisas e ganhou as bases tecnológicas necessárias para ser hoje um processo comprovado, do ponto de vista tecnológico e comercial.

Após a guerra, os usos pacíficos da energia nuclear, mais especificamente: da fissão nuclear na geração de energia elétrica, levaram ao desenvolvimento de várias linhas de reatores nucleares de potência. A maior parte dos reatores em operação hoje, no mundo, utiliza como combustível o Urânio, com porcentagem de U-235 em torno de 3%.

Na década de 60 foi intensificado o estudo de métodos outros que a difusão gasosa, para o enriquecimento. O processo da ultra-centrifugação está sendo desenvolvido e poder-se-ia considerá-lo nos primeiros estágios de aplicação industrial /24/.

Como processo alternativo, E.W.Becker e seus colaboradores, na Alemanha, têm trabalhado no método do Bocal de Separação /1/. A separação isotópica é efetuada na deflexão de um jato de gás (mistura de hexafluoreto de Urânio e um gás auxiliar leve) sobre um percurso curvo, e na subsequente separação do fluxo por uma peça em forma de cunha, no final do percurso. Assim, a partir do fluxo de alimentação, obtêm-se duas frações; uma denominada fração leve, com presença percentual de U-235 maior que na alimentação, e outra, pesada, com maior

porcentagem de U-238, em relação ao fluxo de entrada. A literatura encontrada demonstra um trabalho mais acentuado na parte experimental, como é habitual no desenvolvimento de uma nova tecnologia, visando o estabelecimento do processo para aplicações comerciais. Pouco tem sido publicado sobre o estudo teórico do problema, bem como seu equacionamento.

O presente trabalho apresenta um cálculo numérico da distribuição dos isótopos durante o percurso no Bocal de Separação, baseado na teoria de transporte de massa. Permite-se que o coeficiente de difusão varie radialmente, devido ao campo de pressões. Assume-se perfil radial linear de velocidades, sem variação na direção azimutal. O programa, em linguagem Fortran, calcula a relação de corte de Urânio e efeito elementar de separação para qualquer posição da cunha separadora.



## C A P Í T U L O 2

### REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo será apresentada, em primeiro lugar, uma descrição sucinta, sem detalhes matemáticos ou exposição de resultados, da evolução do processo de separação de isótopos pelo método do Bocal de Separação. Pretende-se, dessa forma, delinear o desenvolvimento das idéias que resultaram na técnica de separação atual, esta sim, o objeto do presente estudo.

As seções subseqüentes serão devotadas às pesquisas realizadas com o bocal de jato centrífugo. Serão apresentados os resultados experimentais publicados na literatura, que mostram quais parâmetros influenciam, e de que modo o fazem, a separação isotópica. Estes dados serão utilizados na verificação do modelo aqui proposto.

Cumpre salientar que os dados publicados são poucos e extremamente limitados quanto à descrição da geometria dos equipamentos empregados, das condições de operação e da precisão das medidas obtidas.

#### 2.1 - EVOLUÇÃO HISTÓRICA DO PROCESSO

A separação de misturas gasosas por expansão de jatos em altas velocidades foi idealizada por Dirac /20/ e, pela

primeira vez, experimentada por Tahourdin /35/, no ano de 1946.

Dez anos mais tarde, provavelmente sem conhecer os experimentos de Tahourdin, Becker /3/ investigou o mesmo fenômeno, visando a separação isotópica de Urânio. Empregou um dispositivo semelhante ao esquematizado na Figura 2.1.

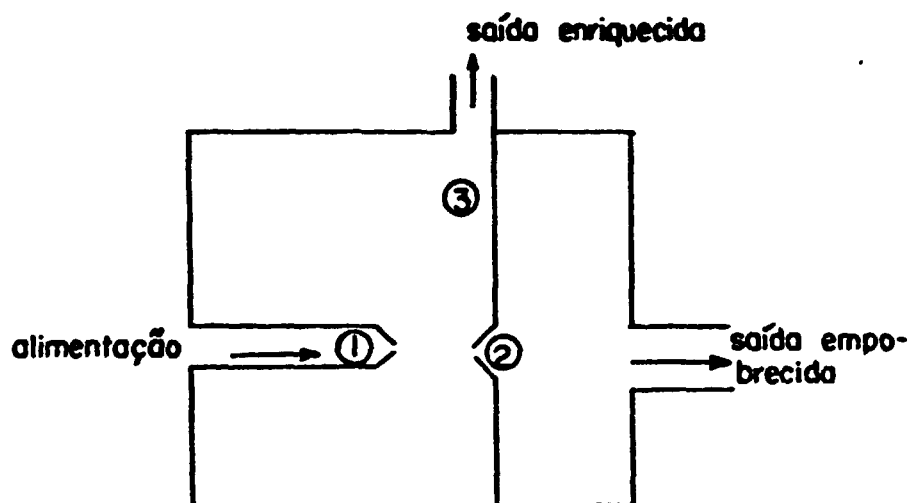


Figura 2.1. Esquema do dispositivo utilizado na separação isotópica por bocal de jato livre.

A mistura isotópica a ser separada é alimentada ao bocal 1, de onde se expande com velocidade sônica, se o bocal for convergente, ou então supersônica, no caso de se empregar um bocal de Laval (bocal convergente-divergente).

Um gradiente de pressão desenvolve-se na direção radial do jato, tanto mais intenso quanto mais próximo ao bocal /33/. Este gradiente representa a força motora para o estabelecimento de um fluxo de massa, onde o componente da mistura de menor massa molecular sofre de modo mais intenso a ação dessa força. O fenômeno provoca uma distribuição espacial diferenciada quanto à massa molecular das espécies, no jato.

Por outro lado assim que se estabelece o gradiente de concentração radial, instala-se um fluxo de massa reverso, por difusão molecular. Este fluxo tende a destruir o efeito de separação causado pelo gradiente de pressão. O efeito de separação final depende da composição destes dois fluxos.

O diafragma 2 separa o jato em duas frações. A primeira, correspondente à região central do jato, rica no componente de maior massa molecular da mistura, alimenta a saída conhecida como empobrecida. A segunda, rica no componente de menor massa molecular, correspondente à região periférica do jato, dispersa-se na câmara de expansão 3, compondo a saída denominada enriquecida. A denominação "saída enriquecida" advém do fato desta corrente conter uma maior porcentagem, em relação à alimentação, da espécie isotópica desejada, U-235.

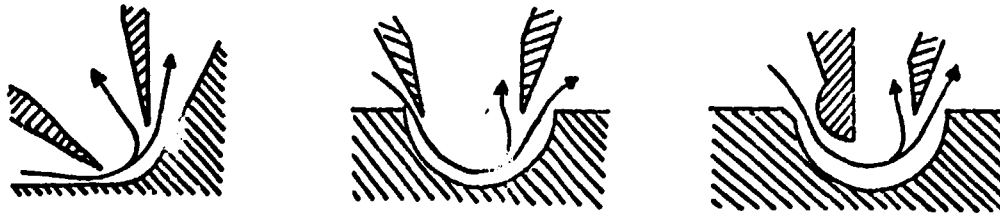
A separação de componentes de misturas gasosas pelo método de jato livre foi estudada por autores como: Nardelli e Repanai /28/, Waterman e Stern /34/, Chow /19/, Zigan /36/, Sherman /33/, Rothe /30/, Kogan /26/, Mikami e colaboradores /27/.

A transição do método do jato livre para o jato centrífugo foi proposta no trabalho de Zigan /36/. Zigan sugeriu que um aumento no efeito de separação, no processo do jato livre, poderia ser obtido mediante as seguintes modificações: (a) aumentando-se o número de Mach da mistura, pois o gradiente de pressão, responsável pela separação, é função do quadrado da velocidade de escoamento; (b) forçando-se a deflexão das linhas de corrente do jato, onde ter-se-ia, superposto à separação obtida pela expansão do gás, os efeitos da aceleração centrífuga.

A primeira hipótese de Zigan foi comprovada por Becker /4/, que, para aumentar a velocidade sônica da mistura

no bocal, adicionou ao gás de processo um grande excesso de um gás auxiliar de baixa massa molecular. Verificou-se um efeito positivo desta modificação sobre a separação da mistura.

Uma primeira tentativa para a verificação da segunda hipótese de Zigan foi realizada também por Becker /11/. Empregou-se um dispositivo, esquematizado na Figura 2.2(a), capaz de dirigir o jato para uma parede curva, de modo a defletí-lo. Não se observaram incrementos significativos na economia do processo, quando comparado com o jato de expansão livre, o que foi atribuído a uma grande dissipação de energia ao longo da superfície curva, com conseqüente desaceleração do jato e geração de entropia.



- (a) Utilização de parede curva para forçar as linhas de corrente na saída do bocal
- (b) Curvatura do jato sobre um trajeto de  $180^{\circ}$
- (c) Configuração atual do dispositivo de separação.

Figura 2.2. Esquemas dos dispositivos utilizados na separação isotópica pelo processo Bocal de Separação.

Em 1963 surgiram os primeiros resultados /5/ para jatos dirigidos e mistura de gás de processo com um gás auxiliar leve, reunindo, assim, as duas propostas de Zigan. O esquema do dispositivo então utilizado era semelhante ao da Figura 2.2(b)

Passou-se a estudar a forma ótima para este dispositivo, até se chegar à forma atualmente utilizada a esquemática na Figura 2.2(c).

Na seção seguinte, apresentam-se os estudos realizados a partir de 1968 sobre esta configuração, onde são analisados os parâmetros que influenciam o efeito de separação.

## 2.2 - O BOCAL DE SEPARAÇÃO NA SUA CONFIGURAÇÃO ATUAL

Após definir-se que o conjunto de modificações sugeridas por Zigan surtia efeito positivo sobre a separação isotópica, passou-se ao estudo da melhor configuração geométrica, bem como ao levantamento da influência de outros parâmetros de operação sobre o efeito final de separação.

A configuração geométrica básica do dispositivo de separação segue o esquema apresentado na Figura 2.3. A nomenclatura citada nesta Figura será utilizada ao longo do presente trabalho e é especificada na relação abaixo.

- A - superfície curva defletora
- B - placa do bocal
- C - cunha separadora
- a - largura do bocal no estreitamento
- $r_e$  - raio de curvatura da superfície defletora
- $h_1$  - largura do bocal (máxima)
- $r_i$  - raio interno máximo, medido a partir do centro do sistema
- $\phi_T$  - distância angular entre a entrada no bocal divergente e a cunha separadora
- f - distância da parede curva defletora à cunha separadora

- 1 - reservatório de alimentação
- 2 - saída da fração pesada
- 3 - saída da fração leve

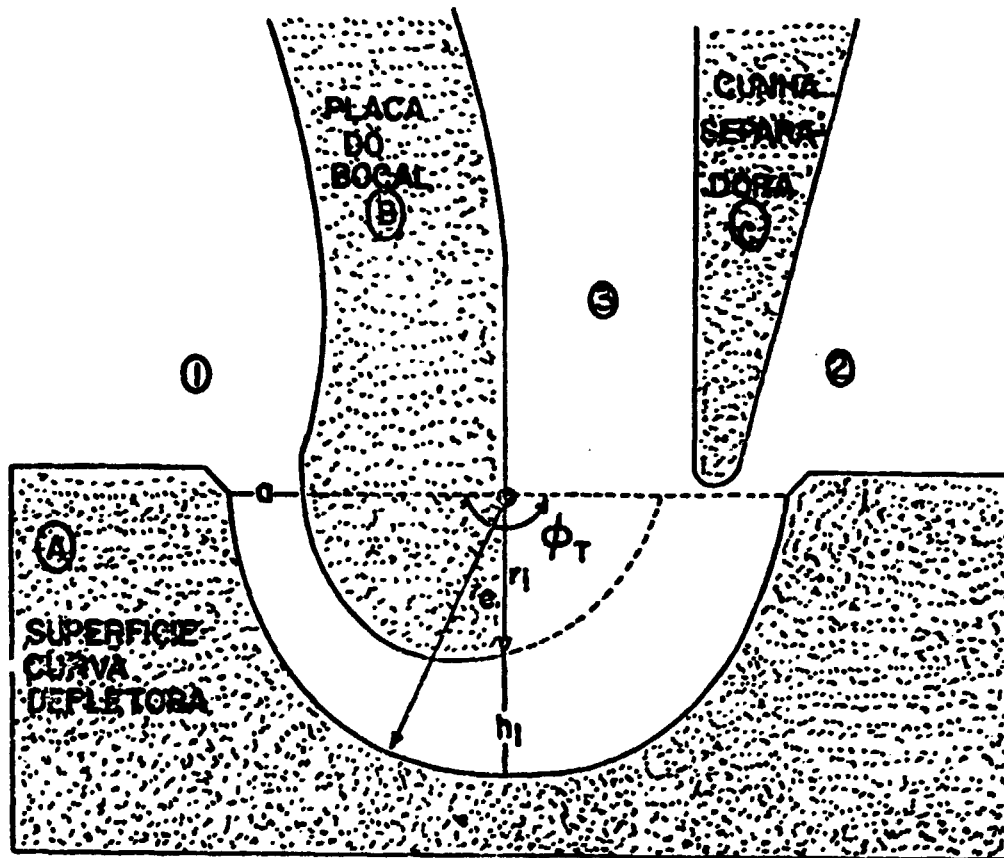


Figura 2.3. Esquema do dispositivo atual para enriquecimento isotópico pelo método Bocal de Separação.

Os principais pontos de discordância, sob o aspecto geométrico, dos dispositivos apresentados na literatura são quanto ao percurso angular subtendido pelo bocal de Laval curvo e ao posicionamento da cunha separadora.

Nos trabalhos do Centro de Pesquisas Nucleares de Karlsruhe /8,14,18,21/ o bocal convergente-divergente se estende sobre um percurso angular total de  $90^{\circ}$ . Em outros artigos da literatura /5,6,7,10,15,16/, este espaço é menor, não sendo especificado qual o ângulo subtendido. A posição da

cunha separadora, que fica determinada pelo valor de  $\phi_T$  e de  $f$ , também não é clara na maior parte da literatura. Os relatórios da KFK acima citados fornecem para  $\phi_T$  o valor de  $180^\circ$ ; em outras bibliografias /5,6,8,10,15,16/, no entanto,  $\phi_T$  não abarca o total de  $180^\circ$ , mas seu valor não é explicitado. Os dados referentes às condições de operação são fornecidos em todas as referências estudadas, única exceção devendo ser feita para o valor da temperatura de entrada (alimentação).

O processo consiste na aceleração de uma mistura gasosa inicialmente contida no reservatório 1 através de um bocal de Laval curvo, formado pela superfície curva defletora A, e a placa do bocal, B; em sua conseqüente expansão e divisão do fluxo, pela peça em forma de cunha C, em duas porções: fração pesada (reservatório 2), e fração leve (reservatório 3).

A mistura gasosa em 1 é composta de hexafluoreto de Urânio ( $UF_6$ ) em baixa porcentagem molar, de valor em torno de 5%, e um gás de pequena massa molecular, sendo Hélio o mais freqüentemente citado na literatura. As condições da mistura gasosa neste reservatório são determinadas por  $p_0$ , pressão de entrada (alimentação) e  $T_0$ , temperatura de entrada (alimentação). Na região externa ao bocal divergente, a pressão  $P_e$  é dada pela razão de expansão,  $\pi$ , definida na relação de condições de operação (vide página 11). A pressão a que esta sujeita a fração leve 3 é, então, a mesma do plenum externo. A pressão da fração pesada 2,  $P_p$ , pode ou não ser igual à da fração leve, dependendo da razão de retenção,  $R_R$ , também definida na relação de condições de operação.

Durante a expansão sobre o percurso curvo há uma redistribuição espacial das espécies isotópicas presentes no hexafluoreto de Urânio, a saber:  $U^{235}F_6$  e  $U^{238}F_6$ . Esta redistribui

ção é provocada pela ação da barodifusão que localiza preferencialmente a espécie isotópica mais pesada na porção periférica do escoamento, correspondendo à região adjacente à parede defletora A. Os gradientes de concentração, assim gerados, implicam em um fluxo difusivo molecular em sentido contrário à barodifusão. O efeito resultante destes dois fluxos é a separação parcial dos isótopos de Urânio de tal forma que, ao final do percurso  $\phi_T$ , a cunha separadora divide o fluxo em duas frações. A fração pesada, no reservatório 2, é assim chamada uma vez que é nesta região que se concentra a espécie isotópica de maior massa molecular ( $U^{238}F_6$ ) e a fração leve, no reservatório 3, onde há maior proporção da espécie mais leve ( $U^{235}F_6$ ), em relação à alimentação.

Vários trabalhos /2,6,9,10,14,15,16,18/ foram desenvolvidos para avaliar os parâmetros que mais influenciaram a separação. Eles podem ser, então, classificados em: (a) parâmetros geométricos e (b) condições de operação, segundo a relação apresentada a seguir.

a) Parâmetros geométricos

largura mínima do bocal - a

raio de curvatura da parede defletora -  $r_e$

largura máxima do bocal -  $h_1$

percurso angular total -  $\phi_T$

posição da cunha separadora - f

b) Condições de operação

pressão de entrada -  $P_0$

temperatura de entrada -  $T_0$

razão de expansão -  $\pi = P_0/P_e$



razão de retenção -  $k_R = P_p/P_e$

proporção de  $UF_6$  na mistura inicial -  $P_u$

tipo de gás auxiliar.

Os trabalhos realizados para avaliar a influência destes parâmetros na separação das duas espécies isotópicas no hefluoreto de Urânio analisam principalmente o efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) e o corte de urânio ( $\theta$ ). Estes dois parâmetros são definidos na seção 3.8. Os ensaios experimentais para estes estudos são feitos sobre elementos de separação de teste, ditos sistemas de separação, cujas características geométricas básicas estão reunidas na Tabela 2.1.

Tabela 2.1. Dimensões características de alguns elementos de separação /6/.

SISTEMA	LARGURA MÍNIMA DO BOCAL, a (mm)	LARGURA MÁXIMA DO BOCAL, $h_1$ (mm)	RAIO DE CURVATURA DA SUPERFÍCIE DEFLETORA, $r_e$ , (mm)	PERCURSO ANGULAR TOTAL $\phi_T$
X	0,40	0,60	1,50	180°
XIII	0,20	0,30	0,75	180°
XXVII	0,40	0,60	1,50	<180°
A	0,303	0,333	0,75	180°

Os resultados destes estudos são compilados a seguir, por parâmetros de influência.

### 2.2.1 - Influência de parâmetros geométricos

Baseando-se na configuração geométrica básica da Figura 2.3, Bier e Weiss /16/ estudaram a influência da largura do bocal,  $a$ , e a posição da cunha separadora,  $f$ . O estudo do primeiro parâmetro de influência foi sobre o sistema de separação XXVII (Vide Tabela 2.1) enquanto que para o segundo parâmetro foi utilizado o sistema X. A mistura gasosa a ser separada foi composta de 5% de hexafluoreto de Urânio em Hélio, ( porcentagem molar). A razão de expansão,  $\pi$ , foi mantida fixa no valor 4:1. As Figuras 2.4 e 2.5 apresentam os resultados destes autores, onde é avaliado o efeito destes dois parâmetros geométricos sobre o efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) para diversos valores de pressão de alimentação,  $p_0$ . O mesmo estudo realizado para o parâmetro de enriquecimento: corte de urânio ( $\theta$ ) fornece os resultados apresentados nas Figuras 2.6 e 2.7.

Na figura 2.4 pode ser observado que aumentando a largura mínima de bocal ( $a$ ), o valor máximo para o efeito elementar de separação cresce e é deslocado para valores mais baixos de pressão de entrada. Para estes pontos de máximo no efeito elementar de separação,  $\epsilon_A$ , observa-se um valor quase constante de 1/3 para o corte de Urânio ( $\theta$ ). (Vide Figura 2.6)

Os efeitos da variação na posição da cunha separadora,  $f$ , apresentados nas Figuras 2.5 e 2.7 são levantados no sistema de separação X, para pressão de entrada de 34 Torr. O valor do efeito elementar de separação apresenta um máximo, neste caso, na faixa de valores de  $f$  entre 0,2mm e 0,6mm.

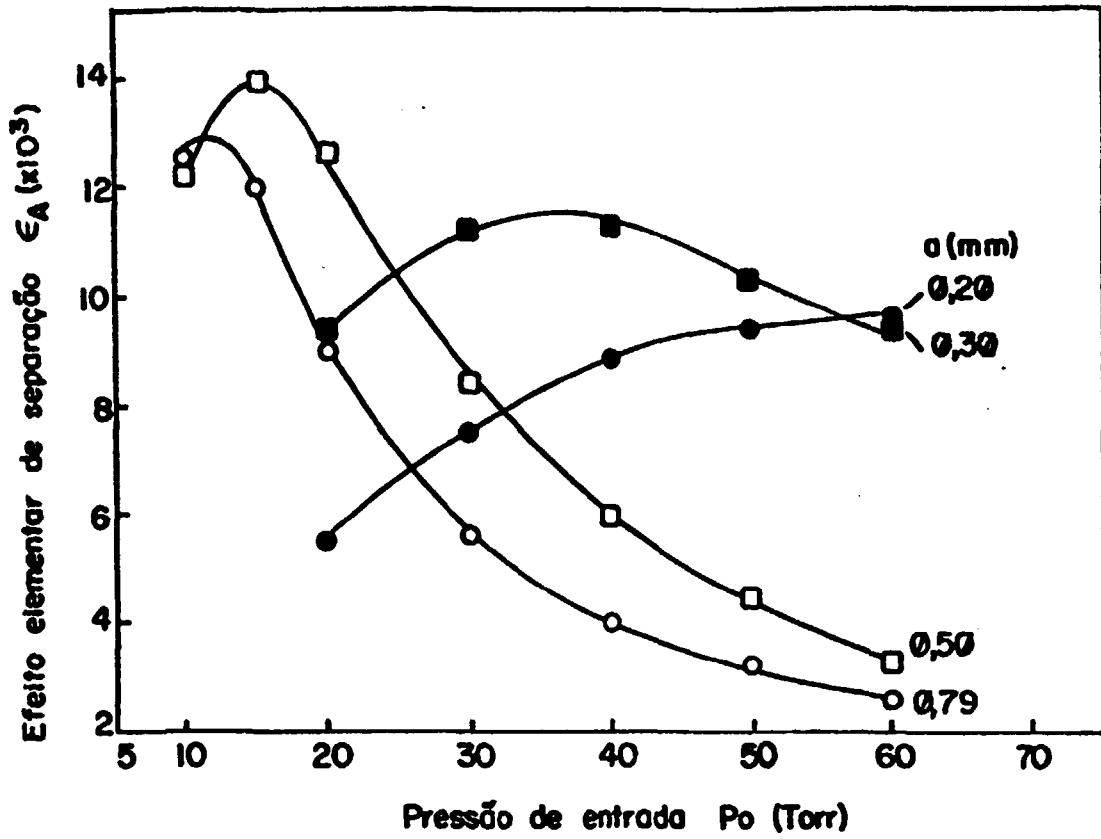


Figura 2.4. Efeitos da largura mínima do bocal ( $a$ ), como parâmetro, no efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ), vs. a pressão de entrada ( $P_0$ ) /16/.

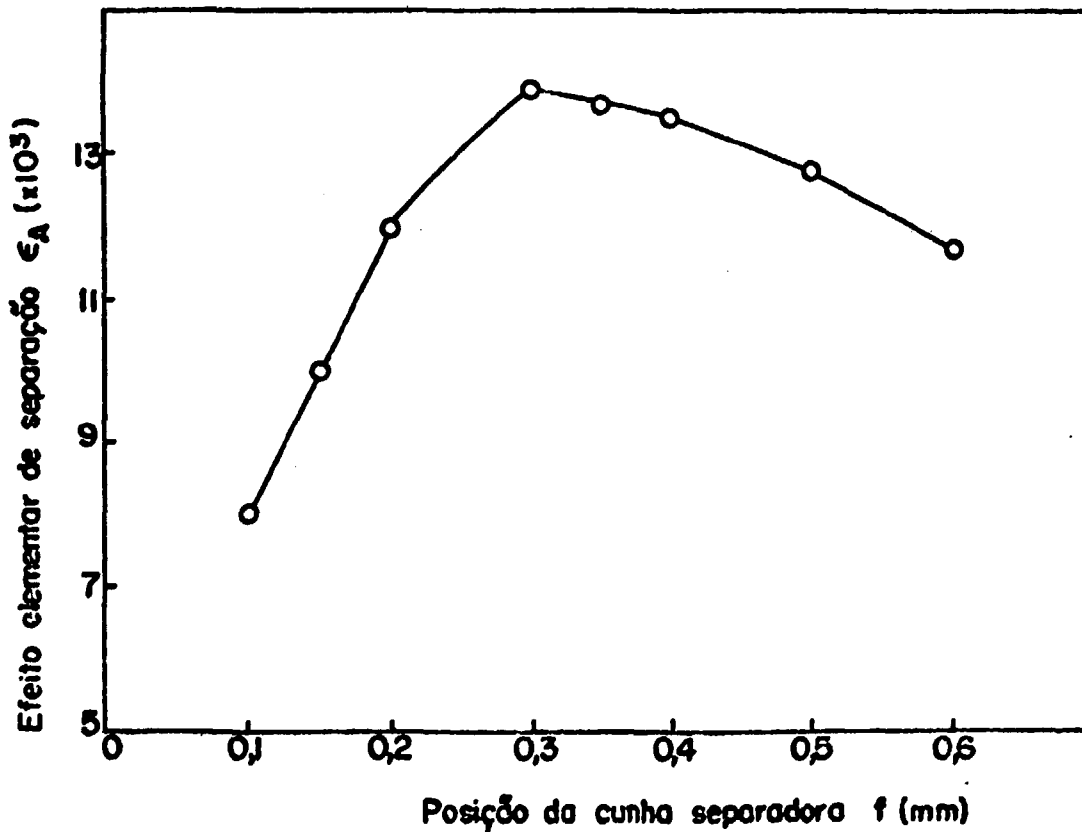


Figura 2.5. Efeitos de posição de cunha separadora ( $f$ ), sobre o efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) /16/.

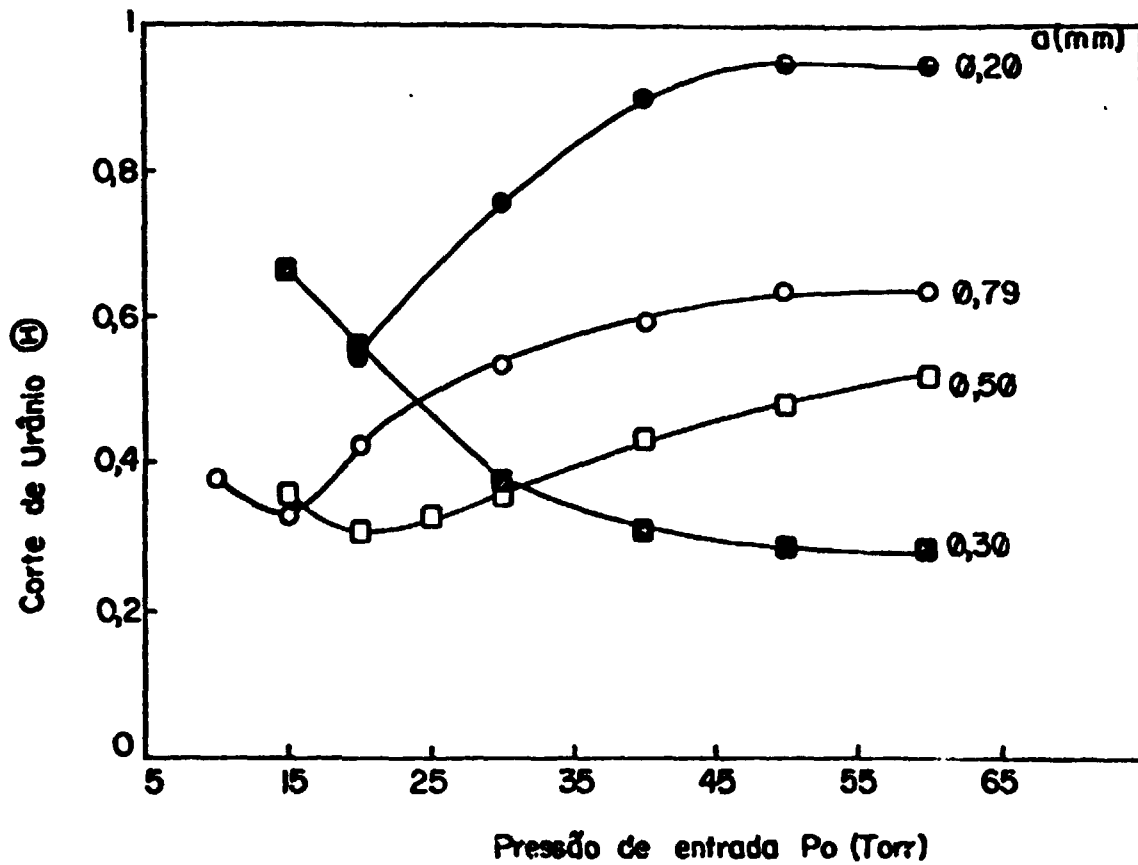


Figura 2.6. Influência da largura mínima do bocal (a), como parâmetro, sobre o corte de Urânio ( $\theta$ ) vs. a pressão de entrada ( $P_o$ ) /16/.

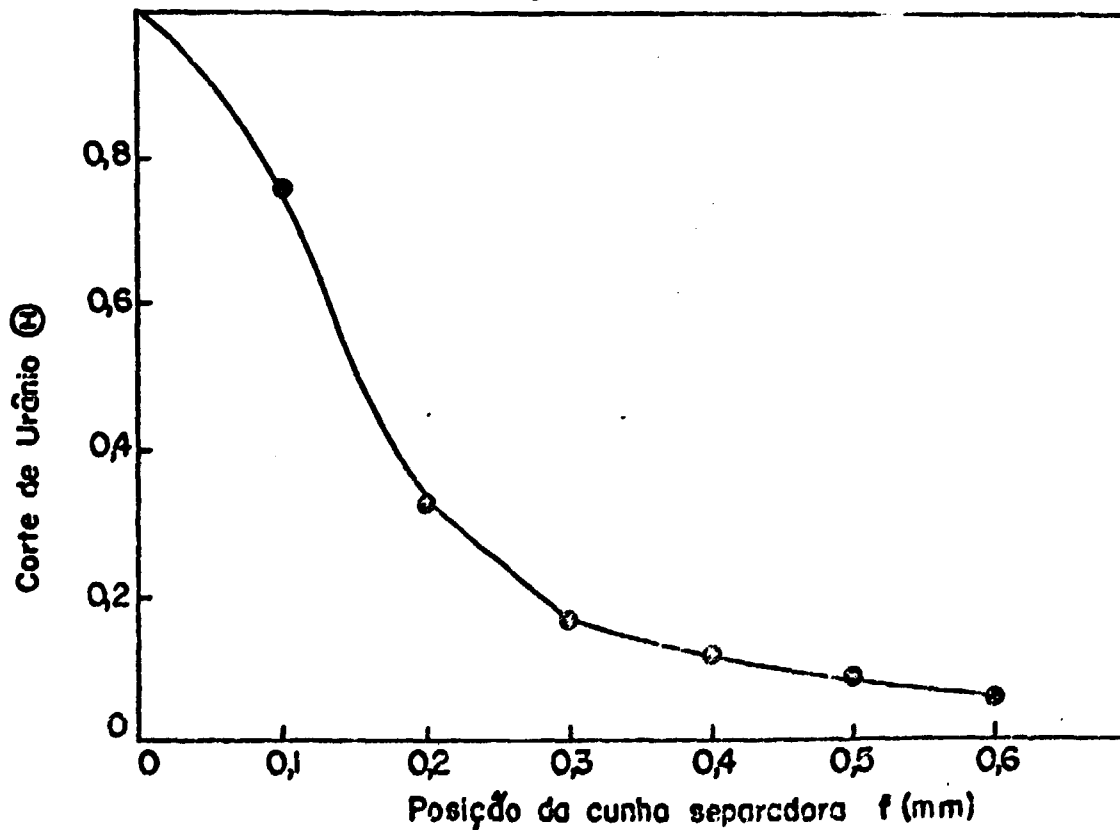


Figura 2.7. Influência da posição de cunha separadora (f), sobre o corte de Urânio ( $\theta$ ) /16/.

### 2.2.2 - Influência da pressão de entrada

Bier e Colaboradores /15/, em um estudo comparativo da influência de diferentes gases auxiliares, analisam também a influência da pressão de entrada sobre o efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ).

A Figura 2.8 reproduz o resultado experimental de tal estudo, para o caso de uma mistura a 5% de hexafluoreto de Urânio em Hélio, para diversas razões de expansão. O corte de Urânio é mantido fixo no valor de 1/3, e o sistema de separação utilizado é o X. Observa-se que nessas condições o efeito elementar de separação apresenta um máximo. O valor de pressão correspondente a este máximo se desloca para pressões superiores com o aumento da razão de expansão.

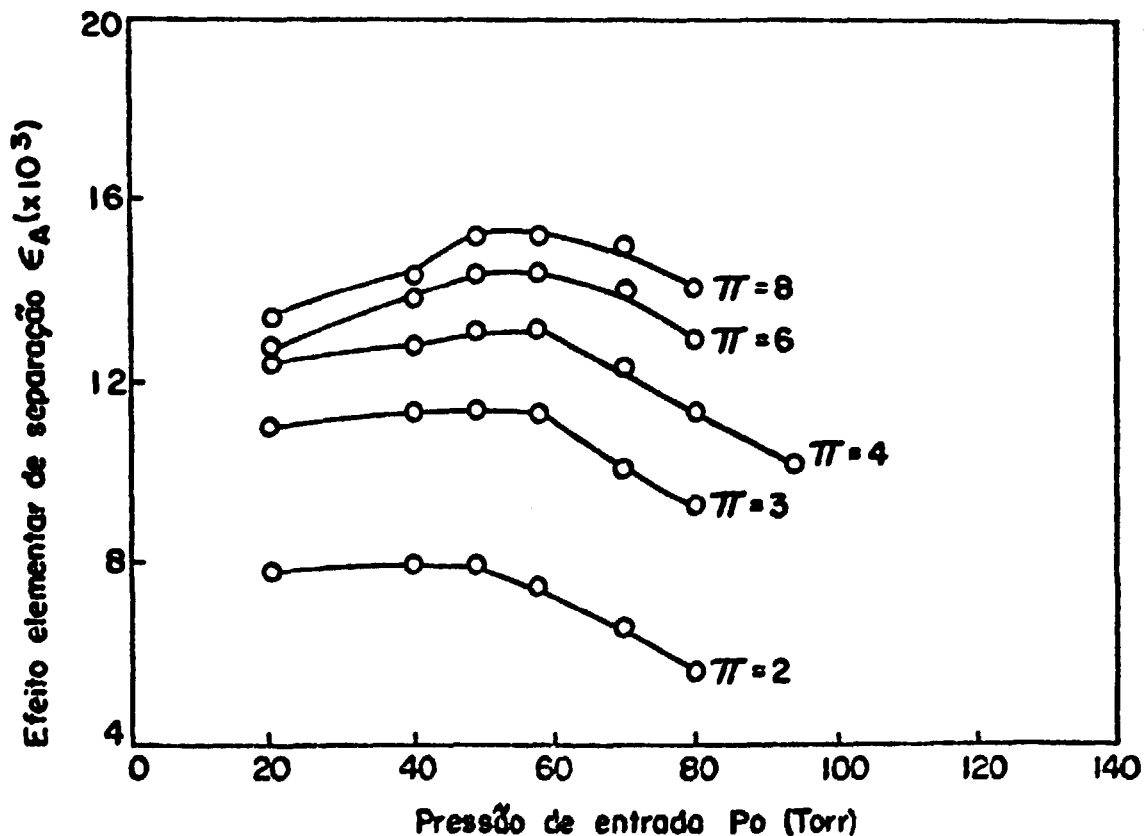


Figura 2.8. Influência da pressão de entrada ( $P_0$ ) sobre o efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) para diversas razões de expansão ( $\pi$ ) /15/.

### 2.2.3 - Influência da Temperatura

Embora gradientes térmicos causem também transporte de massa, e, portanto, a difusão térmica possa ser considerada como parte do fenômeno envolvido na separação isotópica no bocal de separação, nenhum dos trabalhos pesquisados se detem na análise da influência de possíveis gradientes de temperatura.

A influência da temperatura foi investigada experimentalmente por Berkahn e colaboradores /14/ na faixa entre 300 K e 400 K usando a mistura hexafluoreto de Urânio e Hidrogênio. No trabalho não se especifica o ponto em que esta temperatura é determinada. Foram utilizadas duas proporções diferentes de hexafluoreto de Urânio na mistura e o dispositivo A de separação (vide Tabela 2.1). Para a mistura com proporção de 4% de hexafluoreto de Urânio, a razão de expansão ( $\pi$ ) é de 2,1 e a posição da cunha separadora corresponde a  $f = 0,123\text{mm}$ . No caso de proporção 10% de  $\text{UF}_6$ , a razão de expansão vale 2,3 e o parâmetro  $f$  mede 0,179 mm.

Foram levantadas curvas de variação de efeito elementar de separação e pressão de entrada para várias temperaturas, ditas de operação, determinando-se assim valores de efeito elementar de separação máximo ( $\epsilon_{A_{\text{máx}}}$ ) e as correspondentes pressões ótimas de alimentação ( $P_0^+$ ). A influência da temperatura sobre estes dois valores otimizados foi lançada em gráficos que estão reproduzidos nas Figuras 2.9 e 2.10, respectivamente. Observa-se o aumento do efeito elementar de separação máximo ( $\epsilon_{A_{\text{máx}}}$ ) com o crescimento da temperatura. A pressão de alimentação ótima ( $P_0^+$ ) também cresce com o aumento da temperatura.

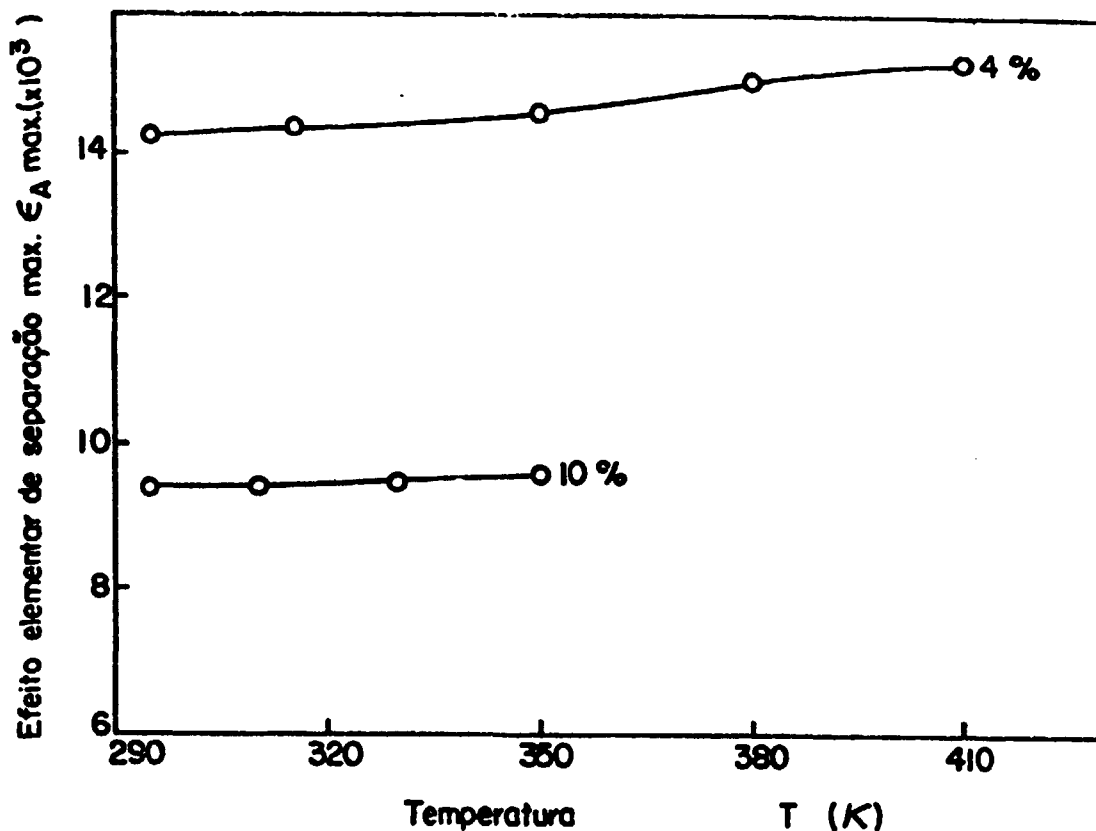


Figura 2.9. Influência da temperatura de operação, T, no efeito elementar de separação máximo ( $\epsilon_{A\text{m}\bar{a}x}$ ) /14/.

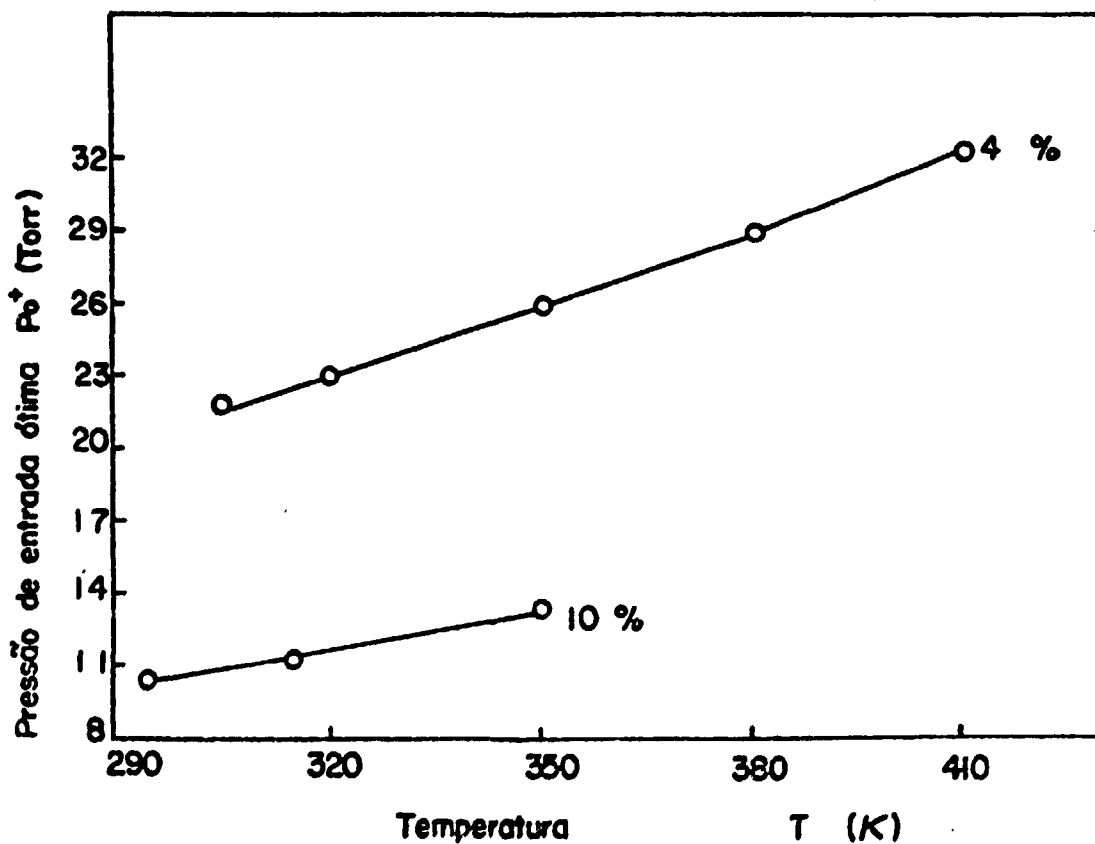


Figura 2.10. Influência da temperatura de operação, T, na pressão ótima de entrada ( $P_0^+$ ) /14/.

#### 2.2.4 - Influência da Razão da Expansão

A análise da influência da razão de expansão ( $\pi$ ) sobre o efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) e o corte de urânio ( $\theta$ ) para uma posição fixa de cunha separadora a  $f = 0,11$  mm foi realizada por Becker e colaboradores /6/ no sistema de separação XIII (vide Tabela 2.1). A mistura utilizada no levantamento experimental foi 5% de hexafluoreto de Urânio em Hélio, com pressão de alimentação de 80 Torr. Os resultados destas experiências estão nas figuras 2.11 e 2.12. Verifica-se que o efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) cresce com o aumento da razão de expansão, enquanto que o corte de urânio ( $\theta$ ) decresce.

#### 2.2.5 - Influência da Razão de Retenção

A operação em sistema de cascata exige a utilização de valores de corte de Urânio bem determinados. O ajuste do corte de Urânio pode ser obtido, de modo simples, através da variação de dois parâmetros. Pode-se variar o valor do corte através do ajuste do parâmetro geométrico  $f$  (vide seção 2.2.1), ou, então, pelo ajuste do valor da pressão da saída da fração pesada,  $P_p$ . A razão de retenção,  $R_R$ , definida como a relação entre a pressão da fração leve,  $P_e$ , e o valor de  $P_p$ , é estudada no relatório 2724 da KFK /21/ por Ehrfeld e colaboradores. Eles pesquisaram a influência deste parâmetro para misturas de hexafluoreto de Enxofre em Hélio. Concluíram que com o aumento da razão de retenção, o corte ( $\theta$ ), cresce, para uma



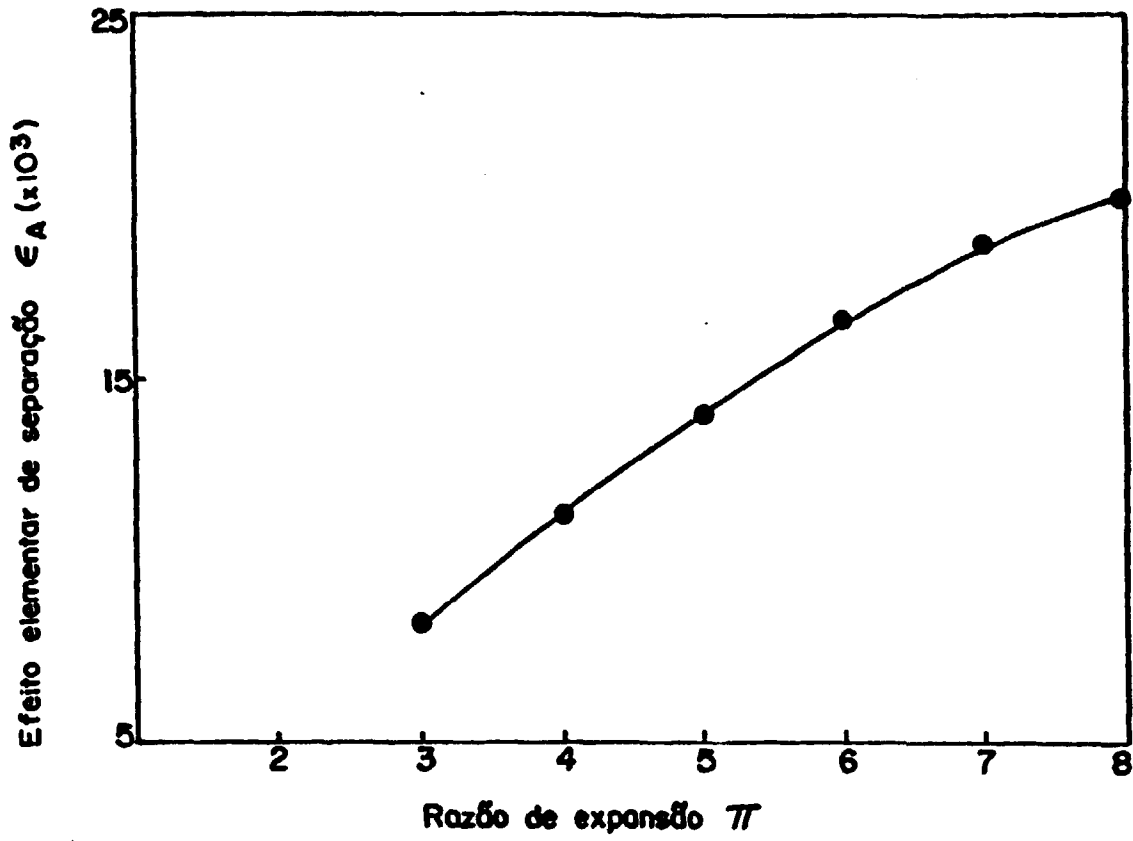


Figura 2.11. Influência da razão de expansão ( $\pi$ ) sobre o efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) / 6/.

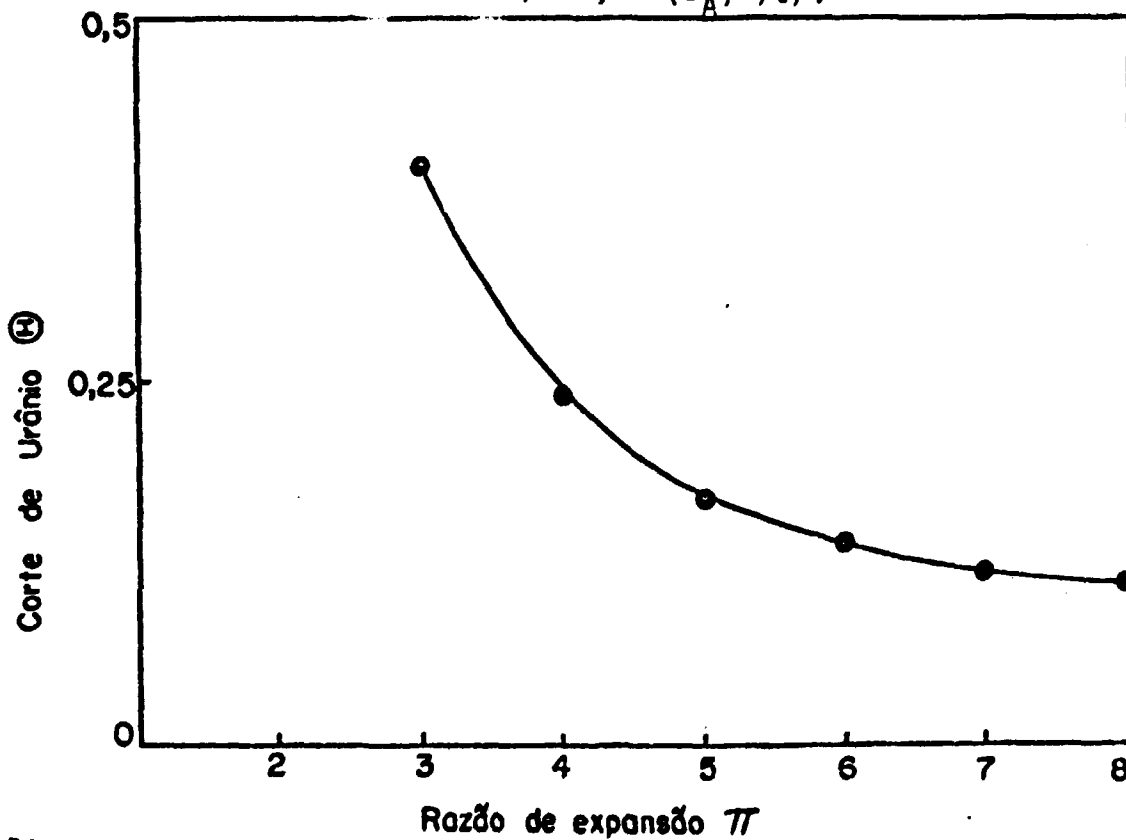


Figura 2.12. Influência da razão de expansão ( $\pi$ ) sobre o corte de Urânio ( $\theta$ ) / 6/.

mesma posição de cunha separadora, enquanto que o efeito da razão de retenção ( $R_R$ ) sobre o efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) é tal que  $\epsilon_A$  decresce com o crescimento de  $R_R$ .

#### 2.2.6 - Influência da proporção de $UF_6$

Como já foi mencionado, a presença de um gás auxiliar leve na mistura de alimentação favorece o efeito elementar de separação. Cuidados devem ser tomados, no entanto, do ponto de vista econômico, pois embora se observe que quanto mais diluído estiver o hexafluoreto de Urânio, maior será o efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ), os custos envolvidos na excessiva diluição podem não ser compensados pela separação adicional obtida.

Os resultados de Becker e colaboradores /6/ para o estudo da influência da proporção de hexafluoreto de Urânio ( $UF_6$ ) na mistura de alimentação no efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) e no corte de Urânio ( $\theta$ ), são apresentados nas Figuras 2.13 e 2.14, respectivamente. A mistura utilizada na experiência foi  $UF_6/He$ , com sistema de separação X, a posição de cunha separadora constante,  $f = 0,19mm$ .

As pressões de entrada para os casos de porcentagem de hexafluoreto de Urânio de 10%, 5% e 3%, foram, respectivamente, 32 Torr, 48 Torr e 60 Torr.

Observa-se que, quanto maior a presença de gás auxiliar leve, maior se torna o efeito elementar de separação e menor o corte. A escolha da proporção de 5% de hexafluoreto de Urânio, valor este usual nos ensaios de otimização de outros parâmetros, se deve a fatores econômicos cuja análise não é o objetivo do presente trabalho.

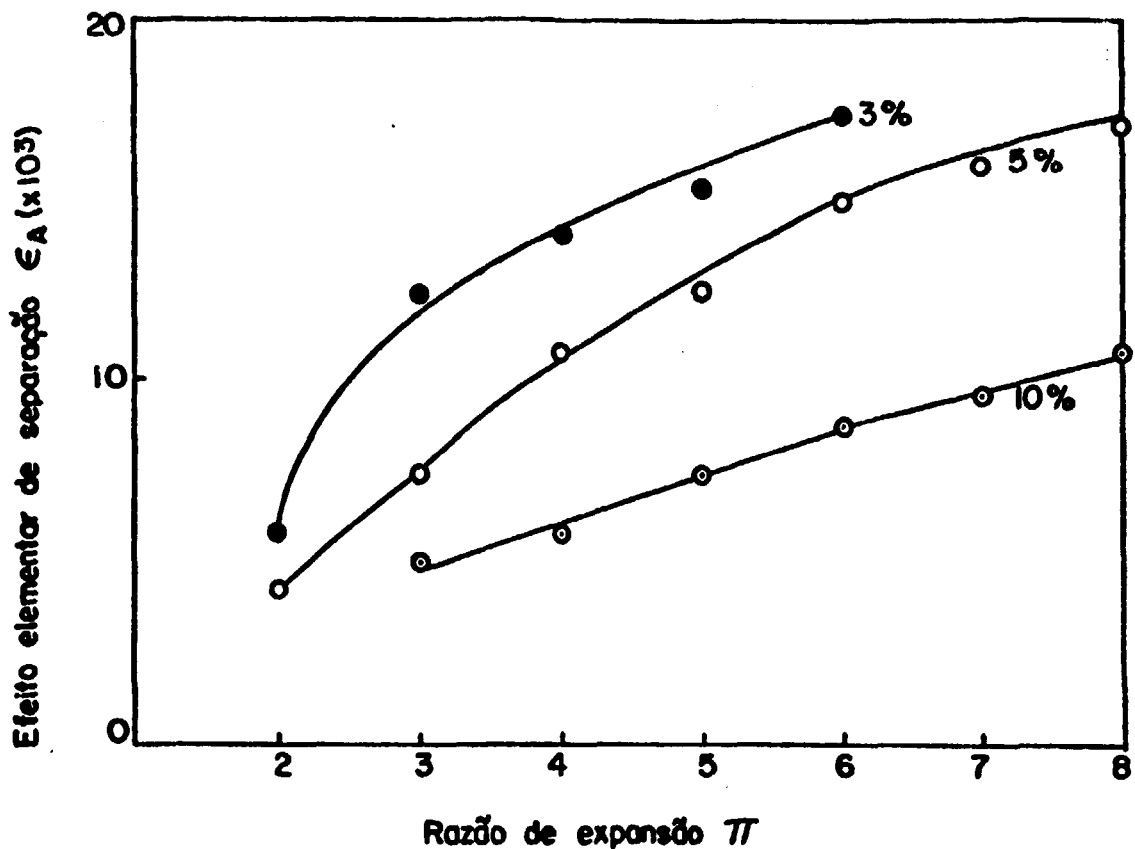


Figura 2.13. Comparação do efeito de diferentes misturas de alimentação sobre a variação do efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) com a razão de expansão ( $\pi$ ) /6/.

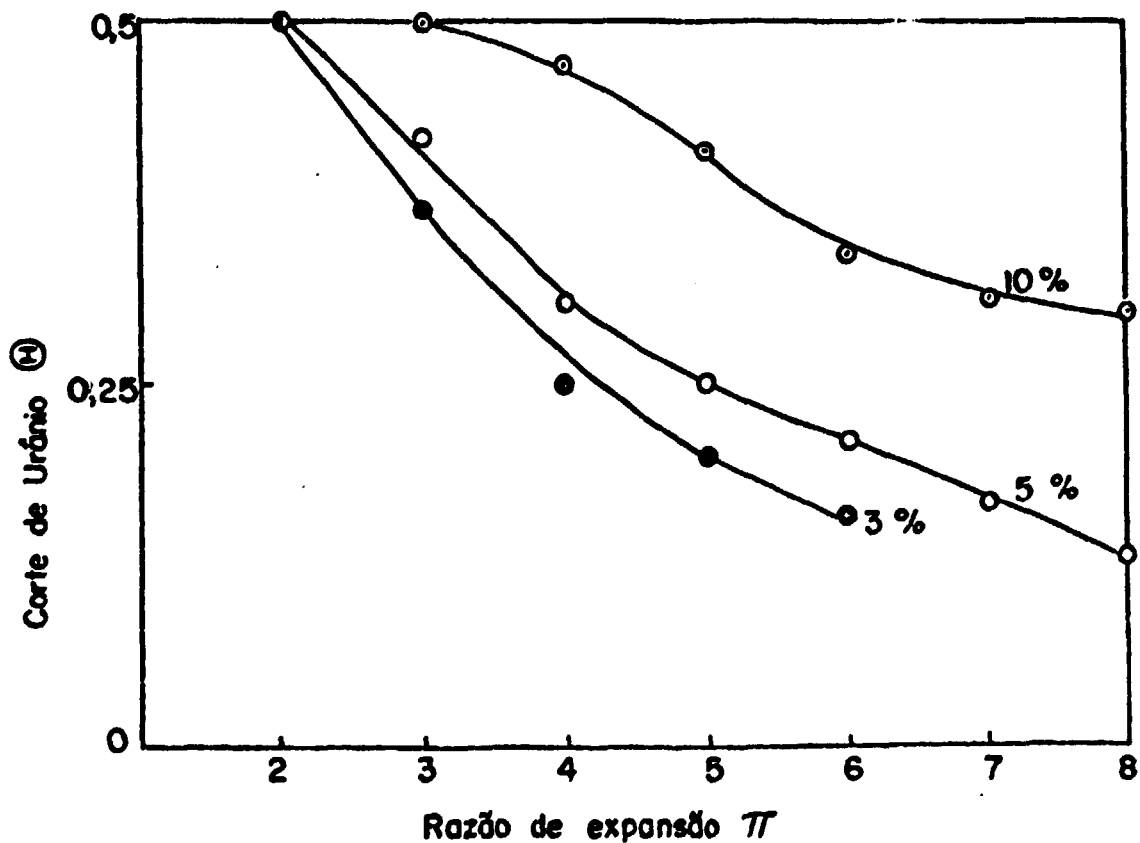


Figura 2.14. Influência de diferentes misturas de alimentação sobre a variação do corte de urânio ( $\theta$ ) com a razão de expansão ( $\pi$ ) /6/.

### 2.2.7 - Influência do Tipo de Gás Auxiliar.

Becker /6/ e Bier /15/ e colaboradores apresentam resultados experimentais para a análise do comportamento de diversos gases auxiliares; a saber: He, H<sub>2</sub>, D<sub>2</sub>, Ne, N<sub>2</sub>; relacionando o efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) e o corte de Urânio ( $\theta$ ), com a razão de expansão ( $\pi$ ). Estes resultados estão reunidos nas Figuras 2.15 e 2.16. As condições das experiências ali compiladas estão reunidas na Tabela 2.2. Das Figuras 2.15 e 2.16, observa-se que os gases auxiliares de menor massa molecular propiciam a separação mais intensa, isto é, o efeito de menor massa molecular. O corte de Urânio ( $\theta$ ) apresenta comportamento oposto.

Tabela 2.2. Condições experimentais dos ensaios de Becker /6/ e Bier /15/ para a análise da influência do tipo de gás auxiliar no efeito de separação.

PESQUISADOR	GÁS AUXILIAR	CONC. MOLAR DE UF <sub>6</sub>	SIST. DE SEPARAÇÃO	P <sub>0</sub> (Torr)	f (Torr)
Becker ( 6 )	He	10%	X	32	0,19
	Ne	10%	X	24	0,29
	N <sub>2</sub>	10%	X	16	0,29
Bier (15)	He	5%	XIII	40	$\theta=1/3$
	H <sub>2</sub>	5%	XIII	40	$\theta=1/3$
	D <sub>2</sub>	5%	XIII	40	$\theta=1/3$

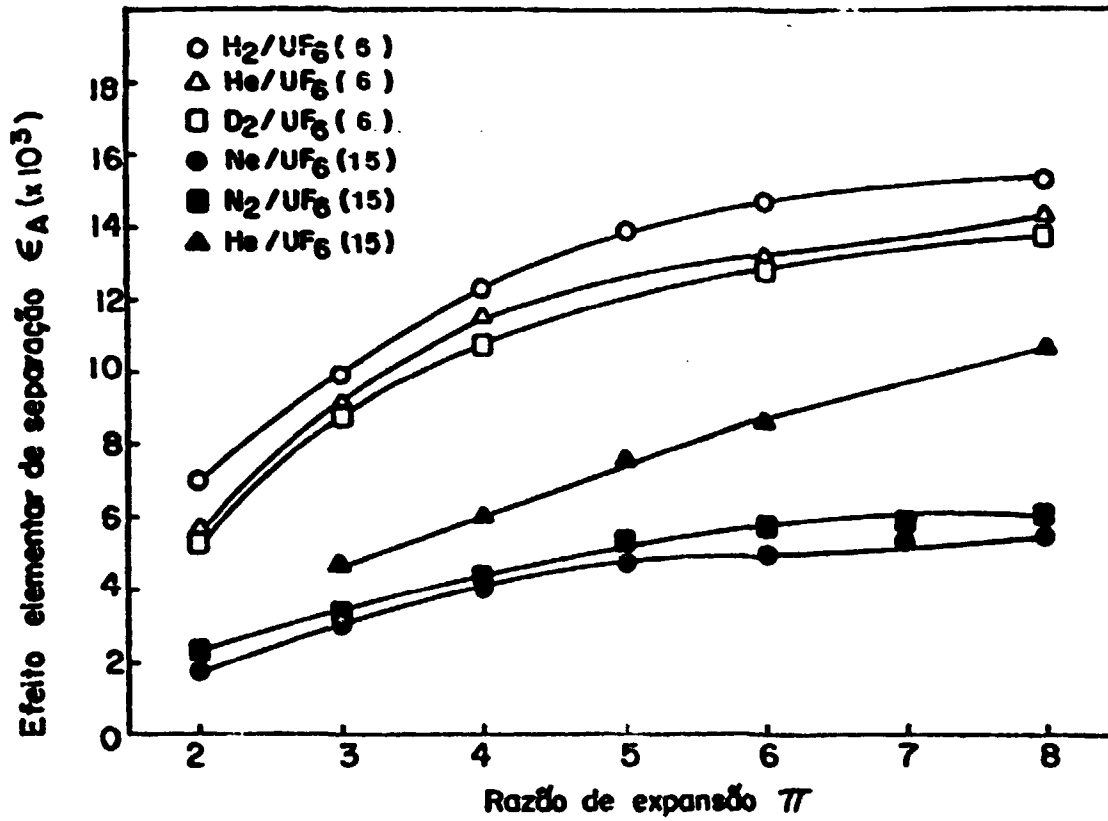


Figura 2.15. Influência da razão de expansão ( $\pi$ ) sobre o efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) para diversos gases auxiliares /6/ e /15/.

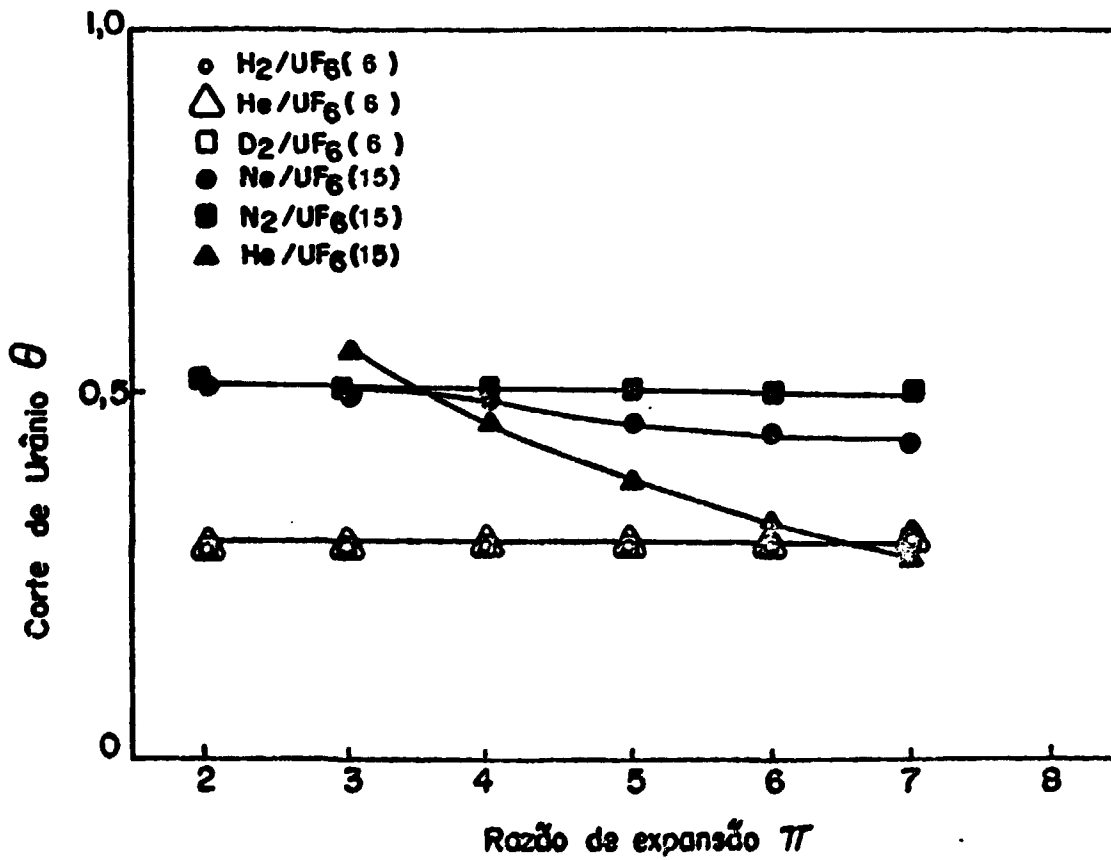


Figura 2.16. Influência da razão de expansão ( $\pi$ ) sobre o corte de Urânio ( $\theta$ ) para diversos gases auxiliares /6/ e /15/.

## CAPÍTULO 3

### DESENVOLVIMENTO DO MODELO

A modelagem matemática de processos tem por objetivo generalizar observações experimentais através da aplicação de leis físicas básicas ao fenômeno em estudo. As equações então obtidas podem ou não representar com fidelidade a realidade física. Serão representativas na medida em que as hipóteses adotadas configurem com exatidão o conjunto de fenômenos que compõem o processo. No entanto, a concordância entre resultados teóricos e experimentais nem sempre é total. Há casos em que alguns dos fenômenos envolvidos não são identificáveis de forma precisa, sendo então representados por hipóteses imperfeitas que resultam em desvios do real. Aqui a imprecisão do modelo é gerada por uma conceituação anterior à sua formulação, provocada pelo desconhecimento do processo em sua total extensão. O modelo convergirá para a realidade à medida que novas contribuições o completarem. Uma segunda razão para esta não concordância total seria provocada por uma excessiva complexidade nos fenômenos envolvidos que força a adoção de hipóteses simplificadoras. Estas hipóteses poderão ser progressivamente refinadas em trabalhos posteriores.

Neste capítulo será apresentada a modelagem do processo bocal de separação para enriquecimento isotópico. É uma primeira tentativa, visando estabelecer um modelo simplificado que sirva como passo inicial para aprimoramentos futuros e que contribua para a realização e entendimento de trabalhos experimentais objetivando a otimização do processo em si.

### 3.1. GEOMETRIA DO BOCAL DE SEPARAÇÃO PARA DESENVOLVIMENTO DO MODELO

Conforme discutido na seção 2.2, os esquemas do bocal de separação citados na literatura apresentam diferenças geométricas, as quais podem levar a respostas diversas. Portanto, torna-se necessário especificar uma geometria particular. O Centro de Pesquisas Nucleares de Karlsruhe (KFK), na Alemanha Ocidental, desenvolveu e é responsável pela construção dos componentes da usina piloto em instalação em Rezende, sob o acordo Brasil-Alemanha / 8 /. Por esta razão, a escolha da geometria básica para a modelagem recaiu sobre aquela apresentada nos relatórios da KFK / 8, 14, 18, 21 /, mostrada na Figura 2.3. A partir desta geometria básica, formulou-se a geometria para o desenvolvimento do modelo (Figura 3.1).

O bocal de separação é constituído por duas superfícies curvas de raios constantes. A inferior, ou externa, de raio  $r_e$ , compreende um setor de  $180^\circ$ , desde a abertura do bocal até a posição da cunha separadora. A superior, ou interna, de raio  $r_b$ , é um setor cilíndrico de  $90^\circ$ , posicionado excentricamente em relação à superfície inferior. Estas

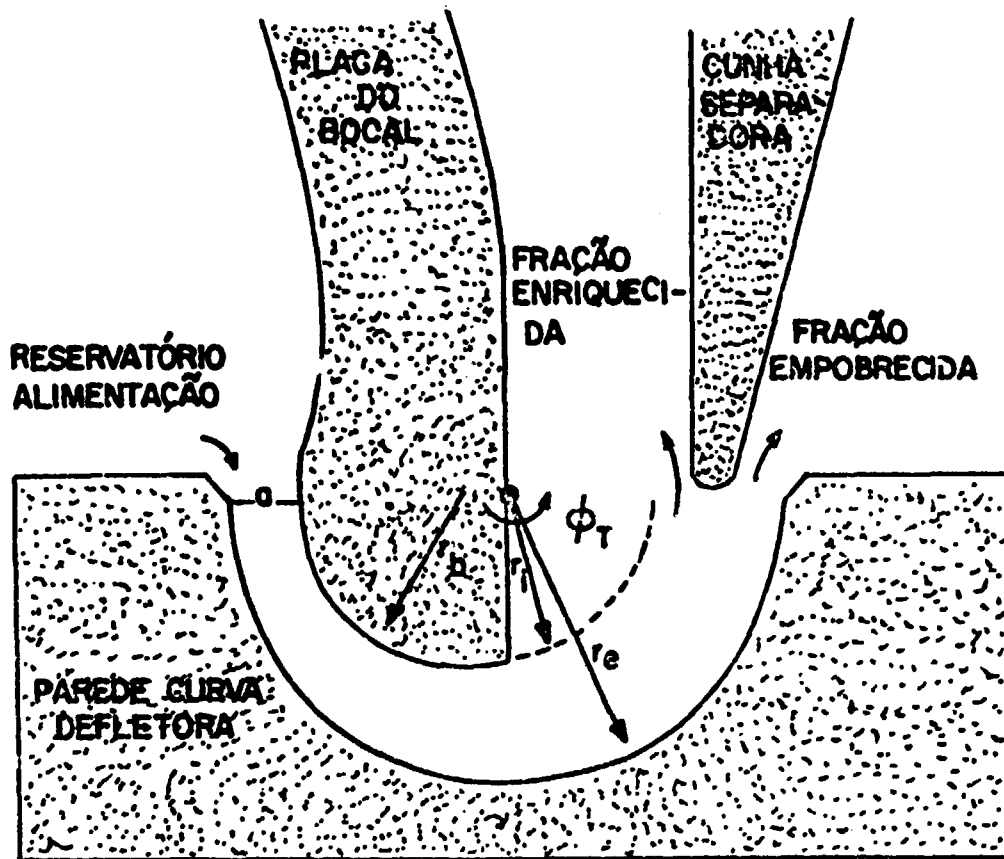


Figura 3.1. Geometria do bocal de separação para o desenvolvimento do modelo.

duas superfícies conformam um conduto de área variável. Esta disposição divide o bocal de separação em duas seções. A primeira se constitui na porção divergente do bocal, no início do qual a área de escoamento é mínima, de modo a permitir a expansão supersônica da mistura gasosa. Ao término deste percurso de  $90^\circ$ , o gás escapa para a segunda seção onde o escoamento é considerado como no interior de um conduto de área constante. A cunha separadora está posicionada ao final do percurso angular de  $180^\circ$  e divide o fluxo gasoso em duas frações: enriquecida e empobrecida.



### 3.2. MODELAGEM DO ESCOAMENTO NO BOCAL DE SEPARAÇÃO

A mistura gasosa contendo as espécies isotópicas a serem separadas é alimentada ao bocal de separação a partir do reservatório, (Figura 3.1) onde está a pressão  $P_0$ , temperatura  $T_0$  e velocidade nula. Sua composição é uniforme. Do reservatório, o gás penetra no bocal pela posição de área mínima de escoamento de modo a atingir velocidade sônica nesta posição, dali se expande através do bocal divergente curvo, onde sofre uma progressiva aceleração à medida que a área de escoamento cresce, conforme a Equação (3.1).

$$\frac{A}{A^*} = \frac{1}{M} \left[ \frac{1 + \frac{(K-1)}{2} M^2}{1 + \frac{(K-1)}{2}} \right]^{\frac{(K+1)}{2(K-1)}} \quad (3.1)$$

onde:

A - área de escoamento

A\* - área mínima de escoamento

M - número de Mach local

K - coeficiente de expansão adiabática do gás.

A Equação (3.1) se verifica para uma expansão adiabática de um gás de coeficiente de expansão adiabática K e relaciona o número de Mach local com a área de escoamento no ponto considerado. Observa-se que, somente quando a área é mínima, o número de Mach se torna unitário.

O presente modelo adota a hipótese de expansão adiabática na seção divergente, cuja justificativa será dada abaixo. Por esta hipótese, a pressão e a temperatura variam ao longo do bocal divergente segundo as Equações (3.2) e (3.3) /32/, respectivamente.

$$\frac{P}{P_0} = \left[ 1 + \frac{(K-1)}{2} M^2 \right]^{\frac{K}{1-K}} \quad (3.2)$$

$$\frac{T}{T_0} = \left[ 1 + \frac{(K-1)}{2} M^2 \right]^{-1} \quad (3.3)$$

onde  $P$  e  $T$  são a pressão e a temperatura no ponto considerado.

No início da operação do bocal de separação, presume-se que suas paredes se encontrem a temperaturas consideravelmente diferentes daquelas que o gás atingirá durante a expansão. O gradiente de temperatura assim obtido resultará em uma troca de calor entre as paredes do bocal e o gás, inutilizando a hipótese de expansão adiabática. Porém, decorrido um certo intervalo de tempo a temperatura da superfície sólida convergirá para a temperatura do gás, acarretando em uma grande redução no fluxo de calor. Instalada esta situação, pode-se assumir a hipótese de expansão adiabática para o processo. As imprecisões provocadas por esta hipótese se devem às trocas de calor processadas entre o sólido e o meio externo, trocas estas efetuadas através de mecanismos de irradiação e convecção livre. Considerando-se como meio externo o ar à temperatura ambiente, estes mecanismos redundam em fluxos de calor de baixa intensidade. Além disso, a geometria externa, as dimensões e os materiais de construção do sistema são, para nós, desconhecidos, não permitindo o equacionamento e a conseqüente avaliação das imprecisões envolvidas. Devido a estas limitações, mantém-se a hipótese da expansão adiabática.

Ao final da região divergente, a área de escoamento alcança seu maior valor, tendo, então, velocidade máxi-

ma (Equação (3.1)). Pelas Equações (3.2) e (3.3), observa-se que ali a pressão e a temperatura são mínimas.

Após o término da seção que corresponde ao divergente, o escoamento passa a ser unicamente dirigido pela parede inferior que se estende até a posição da cunha separadora. Por hipótese, adota-se que a área de escoamento do jato dirigido apenas pela superfície curva inferior, permaneça com o mesmo valor apresentado no final do divergente, conforme representado pela linha pontilhada da Figura 3.1. A justificativa desta hipótese se encontra no parágrafo seguinte.

A pressão existente no plenum externo é determinada pela razão da expansão,  $\pi$ , dada pela relação da Equação (3.4),

$$\pi = \frac{P_o}{P_e} \quad , \quad (3.4)$$

onde  $P_e$  representa a pressão do plenum externo, pressão esta à que estão sujeitas a fração empobrecida e enriquecida, sectadas pela cunha separadora. A rigor, existe uma única razão de expansão,  $\pi_{ot}$ , que permite expansão supersônica livre de perturbações no escoamento, tais como: choques, etc., tanto no divergente quanto no percurso externo a ele. A razão de expansão ótima, função única da geometria, é determinada pelas Equações (3.1) e (3.2), de tal forma que a pressão externa,  $P_e$ , seja igual ao valor da pressão,  $P$ , na saída do divergente. Relações de expansão outras que a ótima, podem provocar choques normais no divergente bem como choques oblíquos na seção externa ao divergente. Existe, no entanto, um intervalo de valores de razão de expansão, valores estes abaixo de  $\pi_{ot}$ , que, embora redundem em pressões externas superiores à pressão

externa ideal, não são superiores o suficiente como para manter um choque normal na porção divergente do bocal de separação. O escoamento neste intervalo é dito super-expandido. Para razões de expansão superiores a  $\pi_{ot}$  tem-se pressões externas inferiores à pressão ótima de saída do divergente e o escoamento é dito sub-expandido. O ajuste da pressão do gás ao passar da seção final do divergente para o plenum externo pode se dar mediante complexos padrões de choques ditos oblíquos. A hipótese, mencionada acima, relativa à área de escoamento constante após a saída do divergente se justifica uma vez que, sendo curto o percurso restante, supõem-se não haver condições para que as linhas de corrente sejam seriamente distorcidas, seja no caso de uma expansão como de uma compressão para o ajuste das condições externas. Esta hipótese é particularmente favorecida pela condição de mesma pressão para as duas frações, enriquecida e empobrecida, decorrentes da separação do fluxo pela curva separadora.

O modelo foi desenvolvido sob a hipótese de não existência de perturbações no escoamento. Becker / 6 / apresenta fotografias Schlieren do escoamento em bocal de Laval curvo onde fica evidenciado o escoamento essencialmente livre de perturbações.

### 3.3. O PERFIL RADIAL DE VELOCIDADES

Um fluido real, ao deixar um reservatório e penetrar em um conduto, apresenta um perfil constante de velocidades. Devido aos efeitos viscosos, o perfil inicial deforma-se, instalando-se uma camada limite sobre as paredes do con-

duto, cuja espessura aumenta ao longo do percurso até o ponto em que o perfil torna-se plenamente desenvolvido.

Para o escoamento no bocal de separação, uma vez que o percurso total para o gás, subentendido por um ângulo de  $180^\circ$ , é da ordem de 2 a 3 mm, pode-se esperar que o perfil plenamente desenvolvido não seja alcançado. De fato, uma avaliação grosseira da espessura de camada limite /31/ mostra uma variação de zero, no início do bocal, até um valor máximo de 0,08 mm, para a borda inferior, que corresponde a 25% da largura total do conduto.

O cálculo do perfil real de velocidades, que leva em conta os efeitos de camada limite, depende da resolução das equações do movimento (Navier-Stokes) para o escoamento de um fluido compressível, sujeito a gradientes de pressão, temperatura e velocidade, sobre uma geometria invulgar como a do bocal de separação, representando um problema de alta complexidade, indo além da proposta de uma modelagem inicial, como é a deste trabalho. Por isto, adotou-se, como hipótese, a condição de fluido ideal. Admite-se que o gás percorre o bocal curvo com velocidades locais correspondentes à rotação de corpo rígido, apresentando, então, todos os elementos a mesma velocidade angular  $\omega$ . Pode-se, assim, escrever o vetor velocidade,  $\vec{v}$ , de escoamento global como:

$$\vec{v}(r, \phi) = \omega(\phi) r \hat{e}_\phi \quad . \quad (3.5)$$

A hipótese de velocidade angular constante implica em velocidade tangencial máxima na posição radial correspondente à parede curva inferior. Uma vez que é a expansão adiabática a responsável pela aceleração do gás, esta velocidade máxima será

determinada pelo número de Mach (Equação (3.1)) e a velocidade do som no gás para a posição angular,  $\phi$ , considerada. A partir desta velocidade de referência, determina-se o valor de  $\omega(\phi)$  e, portanto, a velocidade global para qualquer posição radial.

#### 3.4. O PERFIL RADIAL DE PRESSÃO

A aceleração do gás ao longo do bocal divergente provoca variações azimutais de pressão, relacionadas na Equação (3.2). O escoamento em um conduto curvo, por outro lado, instala um gradiente radial de pressão, devido à aceleração angular  $\bar{\omega}$  que o gás está sujeito. Baseado na hipótese de escoamento ideal, a componente radial da equação do movimento fica reduzida à Equação (3.6):

$$\frac{dp}{dr} = \rho \omega^2 r \quad . \quad (3.6)$$

Integrando-se esta equação, chega-se à expressão final da variação radial da pressão para uma dada posição angular,  $\phi$ , segundo a Equação (3.7).

$$p(r, \phi) = p(r_R, \phi) \cdot \exp\left[\frac{M\omega^2}{2RT} (r^2 - r_R^2)\right] \quad , \quad (3.7)$$

onde  $r_R$  é um ponto de referência, escolhido sobre a superfície curva interna. A pressão  $p(r_R, \phi)$  é calculada a partir das relações de expansão adiabática (Equação (3.2)) para a seção divergente do escoamento. Na seção subsequente, onde a  $\bar{\omega}$

rea do conduto permanece constante,  $p(r_R, \phi)$  é imposta pela pressão do plenum externo.

### 3.5. EQUACIONAMENTO DOS FLUXOS DIFUSIVOS

O gás de trabalho é uma mistura de 3 componentes, a saber: o hexafluoreto de urânio, em suas duas espécies isotópicas ( $U^{235}F_6$ ,  $U^{238}F_6$ ) e o gás auxiliar, ou gás de arraste. Embora o processo possa ser operado unicamente com hexafluoreto de urânio, nessas condições a velocidade sônica da mistura é da ordem de 90 m/s para temperatura ambiente. Ao se adicionar um gás auxiliar leve ao  $UF_6$ , podem-se alcançar velocidades sônicas tanto maiores quanto menor for a massa molecular média da mistura. Com isto, as velocidades máximas atingíveis em cada seção aumentam propiciando um maior gradiente radial de pressão que favorece a separação e conseqüente enriquecimento. Portanto, é de interesse, do ponto de vista do fenômeno, que se trabalhe com as menores concentrações de  $UF_6$  possíveis. Em contrapartida, o ponto de vista econômico impõe um limite no valor desta concentração. Habitualmente, encontra-se na literatura a porcentagem de 5% (porcentagem molar) de  $UF_6$  no gás de processo, valor este fixado a partir de otimizações econômicas. Destes 5% de hexafluoreto de urânio, 0,72% correspondem à espécie isotópica  $U^{235}F_6$ , e 99,27% a  $U^{238}F_6$  (porcentagem atômica).

Conforme foi descrito no Capítulo 2, a distribuição homogênea de concentração em massa de cada componente da mistura, quando da entrada no bocal de separação, é distorcida pela ação do gradiente de pressão (barodifusão). A dis-

torção é diferenciada segundo a massa molecular de cada componente. Por outro lado, os gradientes de concentração provocados pela barodifusão geram fluxos de massa por difusão molecular, em sentido contrário, que tendem a homogeneizar as concentrações.

O fluxo de massa radial resultante, para um dado componente  $i$  da mistura pode, então, ser expresso por:

$$\vec{J}_i = \vec{J}_i^{(p)} + \vec{J}_i^{(M)} \quad , \quad (3.8)$$

onde:

$\vec{J}_i$  : fluxo de massa resultante

$\vec{J}_i^{(p)}$ : fluxo de massa devido à barodifusão

$\vec{J}_i^{(M)}$ : fluxo de massa devido à difusão molecular.

Para uma mistura multicomponente, o fluxo por barodifusão,  $\vec{J}_i^{(p)}$ , é descrito pela Equação (3.9), enquanto que o fluxo por difusão molecular obedece à Equação (3.10) /17/.

$$\vec{J}_i^{(p)} = \frac{c^2}{\rho RT} \sum_{j=1}^n M_i M_j D_{ij} \left[ x_j M_j \left( \frac{\bar{V}_j}{M_j} - \frac{1}{\rho} \right) \vec{\nabla} p \right] \quad (3.9)$$

$$\vec{J}_i^{(M)} = \frac{c^2}{\rho RT} \sum_{j=1}^n M_i M_j D_{ij} \left[ x_j \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq j}}^n \left( \frac{\partial \bar{G}_j}{\partial x_k} \right)_{T,p,x_s} \vec{\nabla} x_k \right] \quad (3.10)$$

Considera-se que devido à baixa porcentagem de hexafluoreto de Urânio na mistura, os mecanismos de difusão se processam sem influência de uma espécie isotópica sobre a outra. Vale dizer que, comparativamente, as colisões entre as moléculas do hexafluoreto de Urânio e as do gás de arraste são preponderan



tes quando comparadas às colisões entre as moléculas das duas espécies isotópicas no hexafluoreto.

Baseando-se nesta premissa, pode-se idealizar uma formulação simplificada para os fluxos difusivos considerando dois casos separadamente, isto é, a mistura binária  $U^{238}F_6$  - gás auxiliar e  $U^{235}F_6$  - gás auxiliar.

Adotando-se o subscrito "Z" para o gás auxiliar leve e "A" para a espécie isotópica em consideração, pode-se reescrever as Equações (3.9) e (3.10) pelas Equações (3.11) e (3.12), respectivamente;

$$\vec{j}_A^{(p)} = \frac{c^2}{\rho RT} M_A M_Z D_{AZ} x_Z M_Z \left( \frac{\bar{V}_Z}{M_Z} - \frac{1}{\rho} \right) \vec{\nabla} p \quad (3.11)$$

$$\vec{j}_A^{(M)} = \frac{c^2}{\rho RT} M_A M_Z D_{AZ} x_Z \frac{\partial \bar{G}_Z}{\partial x_A} \vec{\nabla} x_A, \quad (3.12)$$

onde  $D_{AZ}$  é o coeficiente binário de difusividade para o par A-Z.

Sabendo que o volume parcial molal é:

$$\bar{V}_Z = \left( \frac{\partial V}{\partial n_Z} \right)_{p, T, n_A} = \frac{RT}{p} \quad (3.13)$$

e que a relação entre as frações molares é:

$$x_A + x_Z = 1 \quad (3.14)$$

então, o termo  $x_Z \frac{\partial \bar{G}_Z}{\partial x_A}$  pode ser representado por:

$$x_Z \frac{\partial \bar{G}_Z}{\partial x_A} = - x_Z \frac{\partial \bar{G}_Z}{\partial x_Z} = - \frac{\partial \bar{G}_Z}{\partial \ln x_Z} \quad (3.15)$$

e portanto:

$$x_Z \frac{\partial \bar{G}_Z}{\partial x_A} = - \frac{RT \partial \ln a_Z}{\partial \ln x_Z} = - RT \quad (3.16)$$

onde a última igualdade da Equação (3.16) é válida para o caso de misturas ideais e  $a_Z$  representa o coeficiente de atividade do componente Z.

Introduzindo as Equações (3.13) e (3.16) em (3.11) e (3.12) a expressão do fluxo de massa total será:

$$\vec{J}_A = - \frac{c^2}{\rho} M_A M_Z D_{AZ} \left[ \vec{v} x_A - x_A (1-x_A) \frac{(M_A - M_Z)}{\bar{M}} \frac{1}{p} \vec{v}_p \right] \quad (3.17)$$

A Equação (3.17), acima, representa o fluxo radial difusivo devido à difusão molecular e à difusão por pressão, da espécie A quando em mistura com a espécie Z. Observa-se, no entanto, que  $\vec{J}_A$  se relaciona a um referencial que se desloca com o escoamento /17/. A conversão da Equação (3.17) para um referencial fixo no laboratório se faz pela Equação (3.18):

$$\vec{n}_A = \rho_A \vec{v}_A = \vec{J}_A + \rho_A \vec{v} \quad (3.18)$$

onde  $\vec{v}_A$  é medido contra um referencial fixo. A transformação resulta em:

$$\vec{n}_A = - \frac{c^2}{\rho} M_A M_Z D_{AZ} \left[ \vec{v} x_A - x_A (1-x_A) \frac{(M_A - M_Z)}{\bar{M}} \frac{1}{p} \vec{v}_p \right] + \rho_A \vec{v} \quad (3.19)$$

Embora exista componente do fluxo difusivo na direção do fluxo global, a parcela relevante para efeitos de

enriquecimento  $\bar{e}$  o componente radial. Escrevendo o fluxo representado pela Equação (3.19) em termos sô de  $r$  resulta:

$$\vec{n}_A = - \frac{c^2}{\rho} M_A M_Z D_{AZ} \left[ \frac{\partial x_A}{\partial r} \bar{e}_r - x_A (1-x_A) (M_A - M_Z) \frac{\omega^2 r}{RT} \bar{e}_r \right] + \rho_A \omega r \bar{e}_\theta. \quad (3.20)$$

Aplicando-se a equação da continuidade para o caso de estado estacionário e ausência de fontes ou sorvedouros, tem-se:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left\{ r D_{AZ} \left[ \rho \frac{\partial (\rho_A / \rho)}{\partial r} - \rho_A \frac{(M_A - M_Z)}{\rho RT} v^2 \right] \right\} = \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho_A v). \quad (3.21)$$

A Equação (3.21), diferencial, de 2ª ordem, pode ser utilizada para o cálculo da concentração em massa da espécie A em mistura binária com a espécie Z, determinando-se assim  $\rho_A(r, \phi)$  para o estado estacionário. O problema fica completamente determinado se forem conhecidas duas condições de contorno e uma condição inicial. Por ter-se assumido contornos materiais tanto na parede curva inferior, quanto na superior (mesmo além do divergente), deve-se impor que os fluxos difusivos se anulem sobre estas duas superfícies.

Tem-se então:

$$\vec{j}_A = 0 \quad \text{para:}$$

$r = r_e$  - raio inferior do conduto,

$r = r_i$  - raio interno do conduto.

Sabe-se, também, que antes de entrar no percurso curvo a mistura é homogênea e portanto os perfis de concen

tração em massa são uniformes para ambas as espécies isotópicas, constituindo-se assim a condição inicial.

### 3.6. CÁLCULO DO COEFICIENTE DE DIFUSÃO

Um modelo rigoroso para o valor do coeficiente de difusividade  $\bar{D}$  é o que considera as forças intermoleculares e a diferença de massas moleculares a partir da função probabilidade de Boltzman, modelo este desenvolvido por Chapman e Enskog /17/. A formulação depende do potencial de interação. A expressão final para o coeficiente de difusividade  $\bar{D}$ :

$$D_{AZ} = 0,0018583 \frac{T^{3/2} f_D}{p \sigma_{AZ}^2 \Omega_D} \left( \frac{1}{M_A} + \frac{1}{M_Z} \right)^{1/2}, \quad (3.22)$$

sendo:

$M_A M_Z$  - massas moleculares de A e Z (g/mol)

$p$  - pressão (atm)

$T$  - temperatura absoluta (K)

$f_D$  - fator de correção

$\sigma_{AZ}$  - diâmetro de colisão (Å)

$\Omega_D$  - integral de colisão

$D_{AZ}$  - coeficiente de difusividade (cm<sup>2</sup>/s).

A integral de colisão leva em conta a interação molecular e seria igual a 1,0 para um gás ideal.  $\Omega_D$  é função do parâmetro  $\frac{kT}{\epsilon_{AZ}}$ , onde  $k$  é a constante de Boltzman e  $\epsilon_{AZ}$  é a energia de interação em erg.

$\sigma_{AZ}$ , o diâmetro de colisão é expresso por:

$$\sigma_{AZ} = \frac{1}{2} (\sigma_A + \sigma_Z) \quad , \quad (3.23)$$

e  $\epsilon_{AZ}$  , a energia de interação  $\bar{\epsilon}$  é dado por:

$$\frac{\epsilon_{AZ}}{k} = \sqrt{\frac{\epsilon_A}{k} \cdot \frac{\epsilon_Z}{k}} \quad . \quad (3.24)$$

É possível obter  $\epsilon_i$  e  $\sigma_i$  a partir de dados experimentais sobre a viscosidade dos gases. As tabelas construídas por este método /29/ fornecem boas aproximações para estas constantes. A Equação (3.22) para a difusividade em sistemas binários é válida para pressões inferiores a 25 atm. Para pressões superiores, as moléculas estão próximas o suficiente para que o efeito do seu tamanho na frequência de colisões se torne importante, o que não é previsto pela teoria de Chapman-Enskog. Como todos os trabalhos, encontrados na literatura, de separação pelo processo bocal de separação são efetuados a pressões abaixo deste valor limite (25 atm) , pode-se utilizar a expressão de Chapman-Enskog com boa margem de precisão. Por ser a difusividade,  $D_{AZ}$  , segundo este modelo, função de temperatura e de pressão ela não será considerada constante e sim função tanto de  $r$  como de  $\phi$  .

### 3.7. DESENVOLVIMENTO DA EQUAÇÃO DIFERENCIAL EM DIFERENÇAS FINITAS

A resolução da equação diferencial de 2ª ordem, apresentada na seção 3.5, Equação (3.21), será numérica e para tal a expressão será desenvolvida pelo método das diferenças finitas. O espaço é dividido em uma rede de  $M_N \times N_N$  pontos

tos. A dimensão radial máxima correspondente ao raio de curvatura inferior,  $r_e$ , ou raio externo,  $\bar{e}$  é dividida em  $M_N$  intervalos iguais,  $\Delta r$ . A direção radial  $\bar{e}$ , então, representada pelo sub-índice  $i$ . O valor inicial de  $i$ , representado por  $i_0$ , corresponde ao inteiro mais próximo ao valor  $r_i/\Delta r$ , onde  $r_i$  é o raio interno (vide Figura 3.1). Tem-se assim as funções em  $r$  representadas em  $(M_N - i_0 + 1)$  pontos. O percurso azimutal total, correspondente a  $180^\circ$  é semelhantemente subdividido em  $j$  intervalos de valor constante  $\Delta_j$ , tal que  $\Delta_j = \pi/N$  radianos.

Sabe-se, da teoria do cálculo numérico /23/ que das diversas formas possíveis de se resolver a Equação (3.21); o método implícito é considerado universalmente estável e não existem limitações quanto ao dimensionamento dos intervalos espaciais dos pontos da rede.

A derivada de 2ª ordem no membro da esquerda da Equação (3.21) será desenvolvida segundo a fórmula genérica (Equação (3.25)), onde:

$$\frac{\partial}{\partial H} \left[ f(H) \frac{\partial}{\partial H} G(H) \right] = \frac{f(H)_{h+1/2} G(H)_{h+1} - G(H)_h [f(H)_{h+1/2} - f(H)_{h-1/2}] + f(H)_{h-1/2} G(H)_{h-1}}{(\Delta H)^2} \quad (3.25)$$

As derivadas de 1ª ordem serão desenvolvidas por diferenças do tipo central como representado genericamente na Equação (3.26).

$$\frac{\partial}{\partial H} G(H) = \frac{G(H)_{h+1} - G(H)_{h-1}}{2\Delta H} \quad (3.26)$$

Desta forma obtêm-se um sistema de equações lineares do tipo:

$$a_{i+1} \rho_{A_{i+1,j+1}} + b_i \rho_{A_{i,j+1}} + c_{i-1} \rho_{A_{i-1,j+1}} = \rho_{A_{i,j}}, \quad (3.27)$$

onde os coeficientes  $a$ ,  $b$ ,  $c$  são dados pelas expressões:

$$a_{i+1} = \frac{\Delta_j}{2\Delta_i v_i} \left\{ \frac{(D_{AZ_i} + D_{AZ_{i-1}})(2i-1)(\rho_i + \rho_{i-1})}{-4\rho_{i-1}} - D_{AZ_{i-1}} \beta_{i-1} \right\} \quad (3.27a)$$

$$b_i = 1 + \frac{\Delta_j}{2\Delta_i v_i} \left\{ \frac{(D_{AZ_i} + D_{AZ_{i-1}})(2i-1)(\rho_i + \rho_{i-1})}{4\rho_i} + \frac{(D_{AZ_i} + D_{AZ_{i+1}})(2i+1)(\rho_i + \rho_{i+1})}{4\rho_i} \right\} \quad (3.27b)$$

$$c_{i-1} = \frac{\Delta_j}{2\Delta_i v_i} \left\{ \beta_{i+1} D_{AZ_{i+1}} - \frac{(D_{AZ_i} + D_{AZ_{i+1}})(2i+1)(\rho_i + \rho_{i+1})}{4\rho_{i+1}} \right\} \quad (3.27c)$$

com

$$\beta_i = \frac{(M_A - M_Z)}{RT} v_i^2. \quad (3.27d)$$

A Equação (3.27) é válida para toda a faixa de valores de "j" e para "i" entre " $i_0+1$ " e " $M_N-1$ ", uma vez que nos pontos  $i_0$  e  $M_N$ , as condições de contorno podem ser representadas em diferenças finitas segundo as expressões:

$$\rho_{A_{i_0}} = \frac{i_0}{i_0 + \beta_{i_0}} \cdot \rho_{A_{i_0+1}} \quad (3.28)$$

$$\rho_{A_{M_N}} = \rho_{A_{M_N-1}} \left[ 1 + \frac{\beta_{i_0-1}}{i_0-1} \right]$$

A partir das equações (3.26), (3.27) e (3.28), pode-se escrever, sob forma matricial, o sistema de equações para o intervalo  $i_0+1$  a  $M_N-1$ , segundo a forma geral:

$$\underline{A} \underline{\rho}_{A_{j+1}} = \underline{\rho}_{A_j} \quad (3.29)$$

onde a matriz  $\underline{A}$ , de dimensão  $(M_N-2) \times N_N$ , contém os coeficientes das equações e é do tipo tri-diagonal.

Partindo-se da hipótese que os componentes estão em mistura homogênea no reservatório, pode-se determinar um perfil inicial de concentração em massa, constante, para cada espécie isotópica, constituindo-se assim a condição inicial. A partir desta condição inicial e da Equação (3.29), junto com as condições de contorno, nas Equações (3.28), pode-se calcular os perfis subsequentes de concentração, passo a passo, isto é, para cada percurso angular  $\Delta_j$ .

Foi utilizada a subrotina MA21B da Biblioteca de Subrotinas Harwell, versão em dupla precisão /22/. Esta subrotina executa a inversão da matriz por eliminação de Gauss com pivotamento de linhas. Utilizou-se a opção de refinamento iterativo da resposta, bem como a renormalização das linhas e colunas de tal forma a reduzir erros por arredondamento. A precisão fracional (porcentual) nos elementos da matriz é fi-



xada no valor  $10^{-8}$ .

O modelo fornece, então, o vetor  $\rho_{A_{j+1}}$  da Equação (3.29) para as duas espécies isotópicas, sob hipótese de mistura binária de cada espécie com o gás auxiliar leve.

É a partir dos valores de  $\rho_A$  de cada espécie, obtidos para o perfil em  $180^\circ$ , que se calculam os parâmetros de enriquecimento. Estes serão utilizados na comparação com as respostas experimentais.

O programa em linguagem FORTRAN assim desenvolvido, apresentado no Apêndice 1, foi implantado no computador IBM 370/155 do IPEN.

Os valores de  $M_N$  e  $N_N$  que determinam o espaçamento entre os pontos de malha numérica foram fixados em 50 e 20, respectivamente. Estes valores implicam em um espaçamento azimutal,  $\Delta_j$ , de  $9^\circ$ , e um espaçamento radial,  $\Delta_r$ , de 0,015 mm e 0,030 mm, para as duas dimensões de raio máximo,  $r_e$ , citadas na seção 4.1. A adoção da malha de  $50 \times 20$  pontos foi resultado de uma pesquisa de convergência de respostas com o refino da malha numérica.

### 3.8. OS PARÂMETROS DE ENRIQUECIMENTO

Os processos de enriquecimento desenvolvidos, até o presente momento, para produção em escala industrial, operam em sistema de cascata, uma vez que o efeito de separação produzido por um elemento de separação do processo é muito pequeno para as necessidades do mercado, tornando-se necessária a multiplicação deste efeito a fim de se alcançar o teor de enriquecimento desejado.

Um elemento de separação  $\bar{e}$ , portanto, a menor unidade em uma usina de enriquecimento. A cascata  $\bar{e}$  geralmente constituída de duas seções a partir do ponto de alimentação, uma sendo a seção de enriquecimento, que culmina no "topo" da cascata, por onde  $\bar{e}$  extraído o produto final e a outra  $\bar{e}$  a seção de recuperação, cujo ponto final  $\bar{e}$  a "cauda" da cascata, onde se retira o rejeito. A fração enriquecida de qualquer elemento de separação  $\bar{e}$  alimentada a novos elementos de separação em direção ao topo, assim multiplicando o efeito de enriquecimento, enquanto que a fração empobrecida vai para elementos anteriores a fim de aproveitar a espécie isotópica desejada que ainda permanece nessa fração.

Na Figura 3.2  $\bar{e}$  apresentado um esquema de cascata com seção de recuperação.

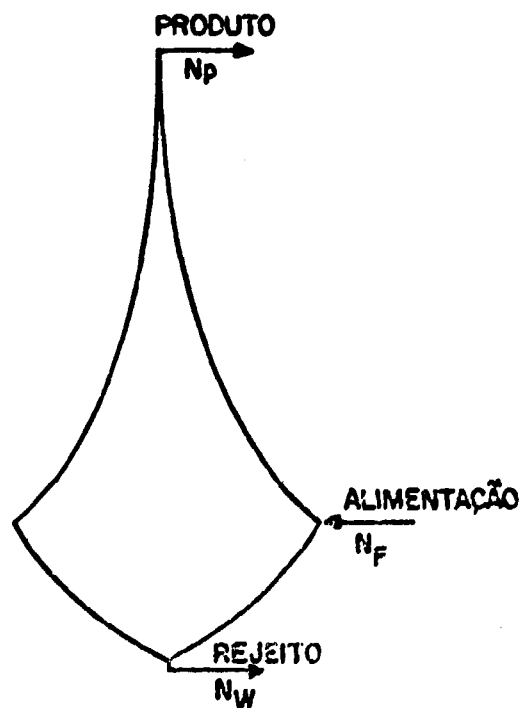
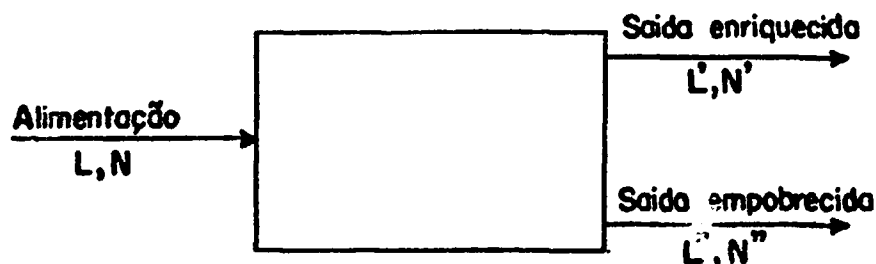


Figura 3.2. Representação esquemática de uma cascata de separação, com seção de recuperação.

Em geral, a simples associação em série (casca ta) de elementos de separação não produz quantidades finais de produto suficientes para a demanda. Faz-se necessário aumentar a capacidade do sistema. Para tal associam-se elementos de separação em paralelo de forma que tal associação receba a alimentação de mesma composição isotópica e cujas saídas (frações empobrecida e enriquecida) também tenham composições idênticas. Tal associação em paralelo de unidades ou elementos de separação é denominada estágio de separação.

A Figura 3.3 apresenta um esquema de estágio de separação que pode ser composto de um ou mais elementos de separação, conforme a capacidade de produção requerida.

A nomenclatura apresentada na Figura 3.3. será adotada neste trabalho por ser a mais frequente na literatura.



- L - fluxo na alimentação
- N - composição isotópica da espécie desejada, na alimentação
- L' - fluxo na saída enriquecida
- N' - composição isotópica da espécie desejada, na saída enriquecida
- L'' - fluxo na saída empobrecida
- N'' - composição isotópica da espécie desejada, na saída empobrecida.

Figura 3.3. Esquema de estágio de separação.

Existem vários parâmetros, obtidos a partir das grandezas indicadas na Figura 3.3, que avaliam o efeito de se

paração do estágio ou do elemento de separação, para uma mistura binária.

Define-se, assim, o fator de separação, que determina a mudança de concentração efetuada por um estágio e é dado pela relação entre as abundâncias relativas, da fração enriquecida e da fração empobrecida,  $R'$  e  $R''$  respectivamente, segundo a Equação (3.30) /13/.

$$\alpha = \frac{R'}{R''} = \frac{N'/(1-N')}{N''/(1-N'')} \quad . \quad (3.30)$$

A partir desta definição e uma vez que, em geral, este valor é próximo de 1, define-se o efeito elementar de separação,  $\epsilon_A$ , por:

$$\epsilon_A = \alpha - 1 \quad . \quad (3.31)$$

Exemplificando-se, então, para o caso da difusão gasosa em que o fator de separação ideal, máximo atingível é 1,00429, sendo portanto, o efeito elementar de separação ideal igual a 0.00429 .

Das equações de balanço de material para a espécie isotópica desejada, resulta a definição de corte, ou relação entre o fluxo de material na fração enriquecida e o fluxo total, apresentada na Equação (3.32):

$$\theta = \frac{L'}{L} = \frac{N-N''}{N'-N''} \quad . \quad (3.32)$$

Da própria definição, observa-se que  $\theta$  varia entre 0 e 1 .

É possível expressar estas grandezas em função

dos perfis de densidade obtidos da Equação (3.29). Estas relações serão apresentadas a seguir.

### 3.9. CÁLCULO DOS PARÂMETROS DE ENRIQUECIMENTO A PARTIR DOS PERFIS DE CONCENTRAÇÃO

A análise do escoamento do gás de processo através do bocal de separação, considerando-se que o estado estacionário é atingido, e sob a hipótese de escoamento com perfil ideal de velocidades, leva a uma distribuição final de concentração das espécies envolvidas, dada pela solução da Equação (3.29). A partir destes valores, é possível o cálculo dos parâmetros de enriquecimento, mais especificamente, o efeito elementar de separação,  $\epsilon_A$ , e o corte,  $\theta$ , e assim a comparação dos resultados do modelo e os resultados experimentais da literatura.

Ao final do percurso angular de  $180^\circ$  no bocal, o fluxo é dividido em duas porções, mediante a cunha separadora, posicionada em  $f$  (vide Figura 3.1).

Os fluxos de massa de  $U^{235}F_6$  e de  $U^{238}F_6$ , na fração enriquecida, podem ser representados pelas Equações (3.33) e (3.34), respectivamente.

$$V_S(235) = \int_{r_i}^f \rho_{235} v L dr \quad (3.33)$$

$$V_S(238) = \int_{r_i}^f \rho_{238} v L dr \quad , \quad (3.34)$$

onde  $L$  é o comprimento da fenda no bocal de separação.

Os fluxos de massa de cada espécie isotópica na fração empobrecida, são semelhantemente representados nas Equações (3.35) e (3.36).

$$V_I(235) = \int_f^{r_e} \rho_{235} v L dr \quad (3.35)$$

$$V_I(238) = \int_f^{r_e} \rho_{238} v L dr \quad (3.36)$$

A partir das Equações (3.33) a (3.36) os parâmetros de enriquecimento,  $\alpha$  e  $\theta$  podem ser reescritos segundo as Equações (3.37) e (3.38).

$$\alpha = \frac{V_S(235)/V_I(235)}{V_S(238)/V_I(238)} \quad (3.37)$$

$$\theta = \frac{V_S(235) + V_S(238)}{V_S(238) + V_S(235) + V_I(235) + V_I(238)} \quad (3.38)$$

O cálculo das integrais das Equações (3.33) a (3.36) é efetuado, no modelo, pelo método de integração numérica de Simpson. Se o número de painéis de integração for par, efetua-se a integração numérica do primeiro painel pelo método trapezoidal e a seguir aplica-se a regra de Simpson.

Desta forma, calculam-se os parâmetros de enriquecimento para várias posições da cunha separadora. Os resultados assim obtidos são apresentados no próximo capítulo, onde são efetuadas, também, as comparações com as respostas experimentais.

## C A P Í T U L O 4

### RESULTADOS OBTIDOS E COMPARAÇÃO COM OS JÁ EXISTENTES

Neste capítulo, apresentam-se os resultados numéricos obtidos com a aplicação do modelo matemático formulado no Capítulo 3, para a faixa de valores das grandezas pertinentes relatada na seção 4.1.

Inicialmente, mostra-se alguns perfis radiais de concentração em massa de cada espécie isotópica que permitem uma visão qualitativa dos efeitos dos processos difusivos envolvidos no fenômeno. A seguir, apresenta-se a influência dos principais parâmetros que afetam a separação, tais como: condições de operação e proporção de hexafluoreto de Urânio na mistura de alimentação. Estes resultados são comparados passo a passo com as respostas experimentais existentes na literatura.

#### 4.1 - FAIXA DE VALORES DAS GRANDEZAS PERTINENTES

A relação apresentada abaixo fornece a faixa de valores utilizada na geração dos resultados numéricos do modelo desenvolvido, escolhida com base na faixa de grandezas estudadas nos trabalhos experimentais citados na literatura. Procurou-se, deste modo facilitar a comparação.

##### a) Características geométricas

$r_e$  - raio de curvatura da parede curva inferior - 0,75 mm e  
1,50 mm

$r_i$  - raio de curvatura da parede curva superior, posterior ao divergente - 0,45 mm - 0,70 mm

$a$  - abertura mínima do bocal - 0,2 mm e 0,3 mm

$\phi_T$  - percurso angular total para escoamento -  $180^\circ$

$f$  - distância da cunha separadora à parede curva inferior de 0 a  $r_i$

b) Parâmetros de operação

$T_0$  - temperatura de entrada - 516 k a 700 k

$P_0$  - pressão de entrada - 20 Torr a 120 Torr

$\pi$  - razão de expansão - 2 a 8

c) Mistura de alimentação

$P_u$  - porcentagem de  $UF_6$  na mistura de alimentação - 2% a 12%

#### 4.2 - PERFIS DE CONCENTRAÇÃO DAS ESPÉCIES ISOTÓPICAS NA MISTURA

Foi escolhido para o estudo dos perfis de concentração das espécies isotópicas na mistura, a geometria e as dimensões do sistema de separação XIII, cujas características estão descritas na Tabela 2.1 no Capítulo 2. As condições técnicas de operação são fixadas em:

$$P_0 = 80 \text{ Torr}$$

$$T_0 = 516 \text{ k}$$

$$\pi = 2,$$

a mistura na alimentação é composta de 5% (porcentagem molar) de  $UF_6$  natural e 95% de Hélio. A figura 4.1 apresenta os perfis de concentração das duas espécies isotópicas após o percurso angular de  $180^\circ$  no bocal de separação. A evolução dos perfis ao longo do percurso angular total é exemplificada na Figura 4.2 onde se apresentam as distribuições radiais de concentração em mas-



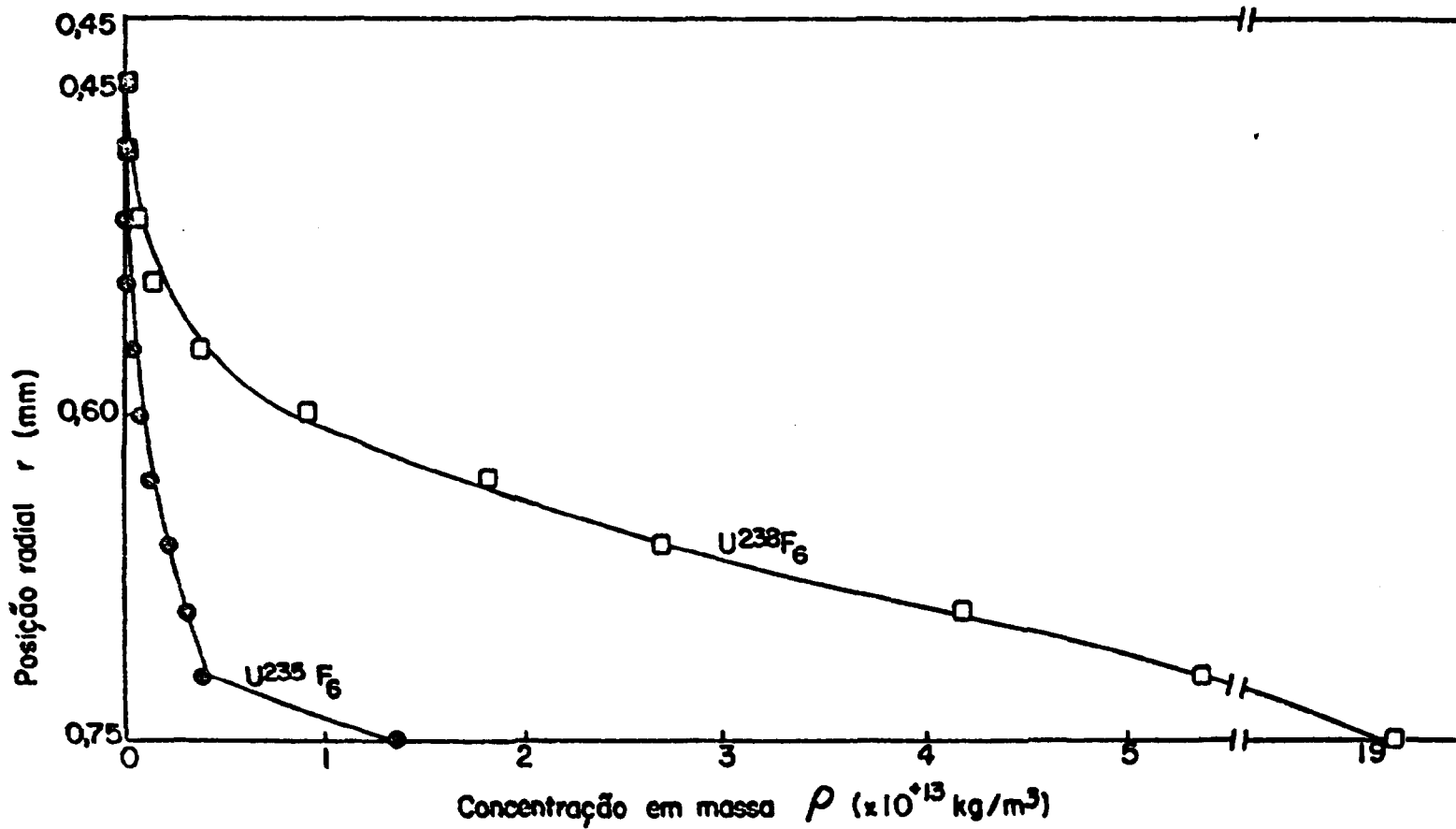


Figura 4.1. Comparação dos perfis radiais de concentração de cada espécie isotópica na posição angular  $\phi = 180^\circ$ .

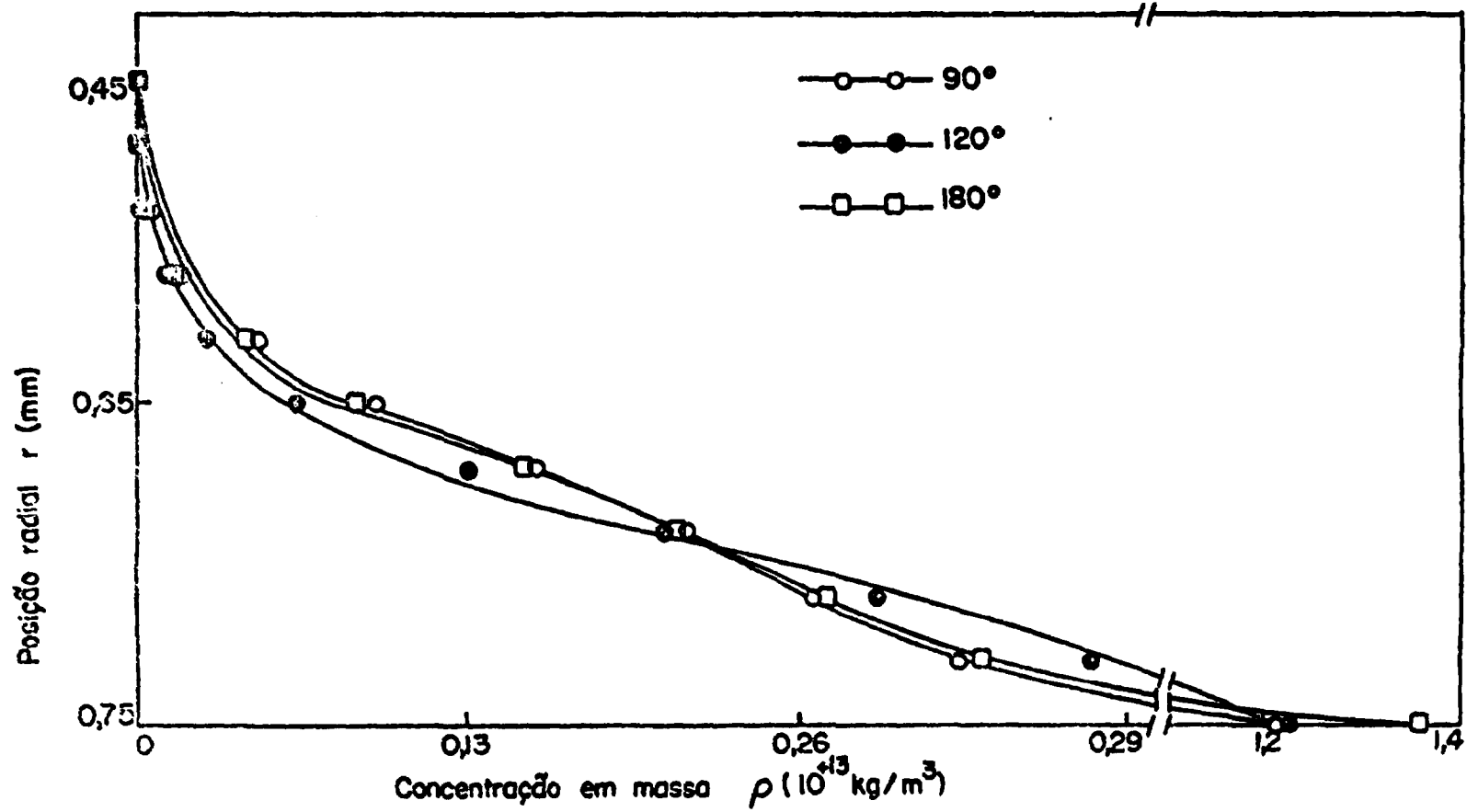


Figura 4.2. Comparação dos perfis radiais de concentração de  $U^{235}F_6$ , para posições angulares de  $90^\circ$ ,  $120^\circ$  e  $180^\circ$ .

sa da espécie isotópica  $U^{235}F_6$ , para três posições angulares:  $90^\circ$ ,  $120^\circ$  e  $180^\circ$ . A Tabela 4.1 apresenta os valores dos perfis, utilizados na construção dos gráficos das Figuras 4.1 e 4.2.

Pela Tabela 4.1 verifica-se que a concentração em massa das espécies isotópicas, na porção mais central do escoamento, para o percurso total de  $180^\circ$ , se reduz na proporção de aproximadamente 1000:1 em relação ao seu valor na alimentação. Na porção periférica, o valor da concentração é em torno de sete vezes maior que o seu valor inicial.

Uma vez que a barodifusão atua diferenciadamente sobre cada espécie isotópica, tem-se um acúmulo maior de  $U^{238}F_6$ , na porção periférica do escoamento, comparativamente à espécie  $U^{235}F_6$ , que é da ordem de 0,15%. Esta alteração na proporção inicial evidencia o efeito de separação, objeto do processo.

#### 4.3 - INFLUÊNCIA DA PRESSÃO DE ALIMENTAÇÃO

Mantendo-se o mesmo elemento de separação e a mistura inicial utilizados na seção 4.2, estudou-se a influência da pressão de alimentação sobre o efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) e sobre o corte de Urânio ( $\theta$ ), para razões de expansão variando de 2 a 6. A faixa de pressões de alimentação estudada é de 20 Torr a 120 Torr.

As figuras 4.3 e 4.4, construídas a partir dos valores da Tabela 4.2, mostram o efeito da pressão de alimentação sobre o efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) e o corte de Urânio ( $\theta$ ) para diversas posições de cunha separadora e razão de expansão igual a 2. A posição da cunha separadora, medida a partir da parede curva inferior, é dada pelo valor  $f$  (vide Figura 3.1) que é um múltiplo do valor  $\Delta x$  adotado na resolução numérica do node

lo. Um aumento na pressão de alimentação provoca um decréscimo no efeito elementar de separação e um crescimento no corte de Urânio.

O coeficiente de difusão ( $D_{AZ}$ ) é função inversa da pressão total do sistema. Por sua vez, os valores de pressão ao longo do escoamento se alteram na mesma proporção em que é alterada a pressão de alimentação, já que a razão de expansão é mantida fixa. Portanto, a um acréscimo na pressão de alimentação corresponde sempre um decréscimo no coeficiente de difusão. Os fluxos difusivos, que são modelados pelo coeficiente de difusão ficam, assim, reduzidos com o aumento da pressão de alimentação. Este efeito é comprovado pelos valores de concentração em massa apresentados na Tabela 4.3 onde se evidencia um achatamento nos perfis para pressões de alimentação crescentes. A ação menos intensa da barodifusão implica em uma menor diferenciação entre os perfis das duas espécies isotópicas e portanto um menor efeito de separação. Este efeito torna-se progressivamente menor a medida que a cunha separadora se aproxima da parede curva inferior ( $f$  decresce), devido à conformação que os perfis de concentração em massa assumem nessa região (Vide Figura 4.1). Em contrapartida o fluxo de hexafluoreto de Urânio na porção superior do escoamento torna-se maior, implicando em um aumento no valor do corte de Urânio ( $\theta$ ).

Uma vez que as operações de enriquecimento são efetuadas em sistemas tipo cascata e a otimização de tais sistemas leva a um valor constante de corte de Urânio, é necessário o estudo da variação do efeito elementar de separação ( $\alpha_A$ ) com a pressão de alimentação, para corte constante. Este efeito é apresentado na Figura 4.5 para valor de corte de 1/3. Esta figura é construída a partir da Tabela 4.2 mediante interpolação.

A corte constante, observa-se que o efeito elementar

Tabela 4.1. Perfis radiais de concentração em massa (kg/m<sup>3</sup>)

posição angular posição radial r (mm)	U <sup>235</sup> F <sub>6</sub>				U <sup>238</sup> F <sub>6</sub>			
	0°	90°	120°	180°	0°	90°	120°	180°
0,45	0,1987 E-13	0,4471 E-16	0,3875 E-16	0,2137 E-16	0,2761 E-11	0,5917 E-14	0,5115 E-14	0,2792 E-14
0,48	0,1987 E-13	0,1759 E-15	0,1510 E-15	0,8321 E-16	0,2761 E-11	0,2349 E-13	0,2011 E-13	0,1097 E-13
0,51	0,1987 E-13	0,6134 E-15	0,5289 E-15	0,2964 E-15	0,2761 E-11	0,8261 E-13	0,7106 E-13	0,3945 E-13
0,54	0,1987 E-13	0,1852 E-14	0,1622 E-14	0,9572 E-15	0,2761 E-11	0,2516 E-12	0,2198 E-12	0,1286 E-12
0,57	0,1987 E-13	0,4688 E-14	0,4213 E-14	0,2719 E-14	0,2761 E-11	0,6416 E-12	0,5756 E-12	0,3689 E-12
0,60	0,1987 E-13	0,9633 E-14	0,8973 E-14	0,6564 E-14	0,2761 E-11	0,1327 E-11	0,1235 E-11	0,8983 E-12
0,63	0,1987 E-13	0,1604 E-13	0,1553 E-13	0,1311 E-13	0,2761 E-11	0,2221 E-11	0,2149 E-11	0,1809 E-11
0,66	0,1987 E-13	0,2226 E-13	0,2228 E-13	0,2158 E-13	0,2761 E-11	0,3095 E-11	0,3098 E-11	0,2995 E-11
0,69	0,1987 E-13	0,2710 E-13	0,2777 E-13	0,2990 E-13	0,2761 E-11	0,3778 E-11	0,3872 E-11	0,4169 E-11
0,72	0,1987 E-13	0,3303 E-13	0,3404 E-13	0,3840 E-13	0,2761 E-11	0,4603 E-11	0,4745 E-11	0,5359 E-11
0,75	0,1987 E-13	0,1202 E-12	0,1221 E-12	0,1361 E-12	0,2761 E-11	0,1680 E-10	0,1705 E-10	0,1902 E-10

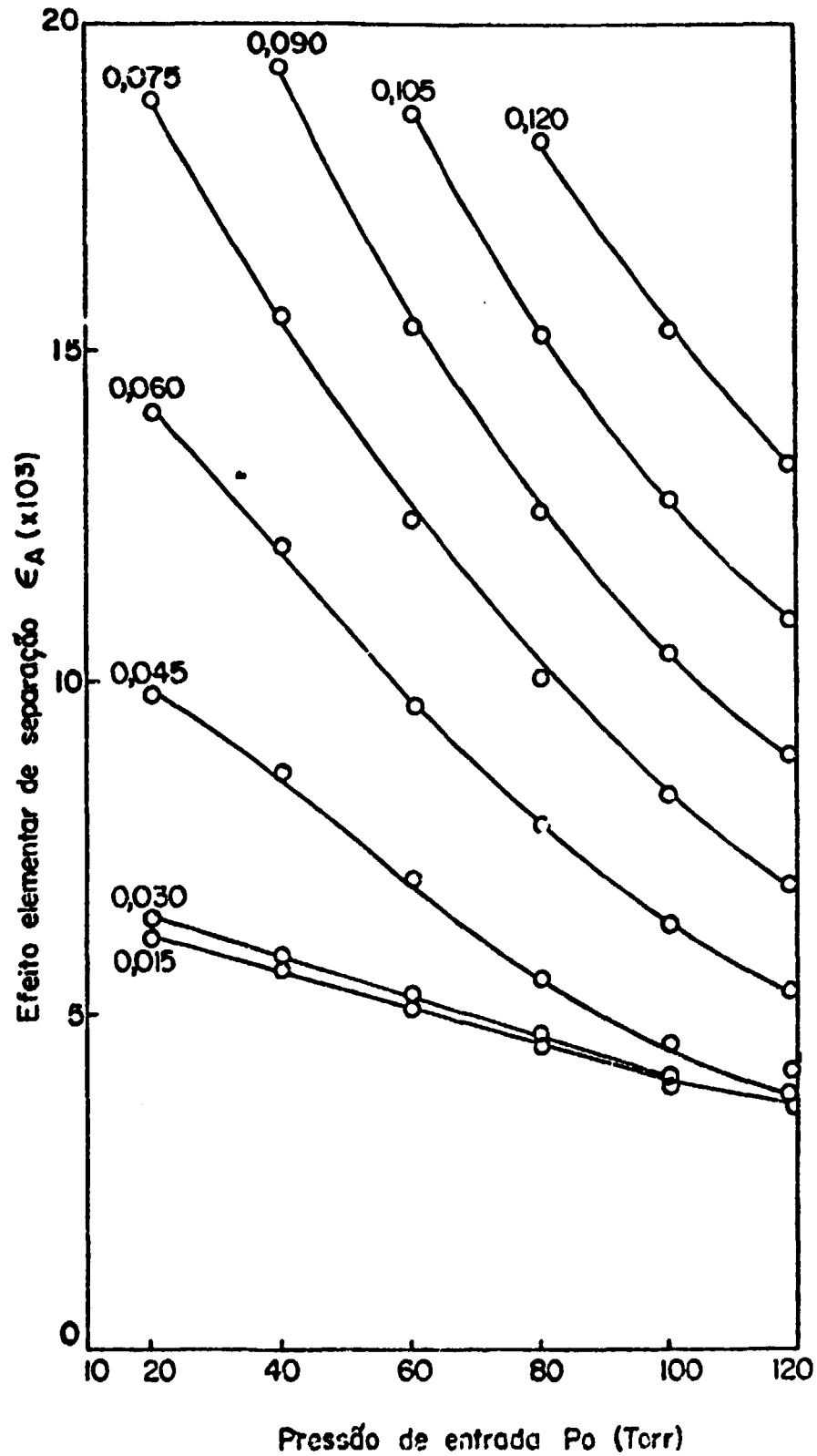


Figura 4.3. Efeito da pressão de alimentação ( $P_0$ ) sobre o efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) para posições de cunha separadora ( $f$ ) constantes, de 0,015 mm a 0,120 mm.

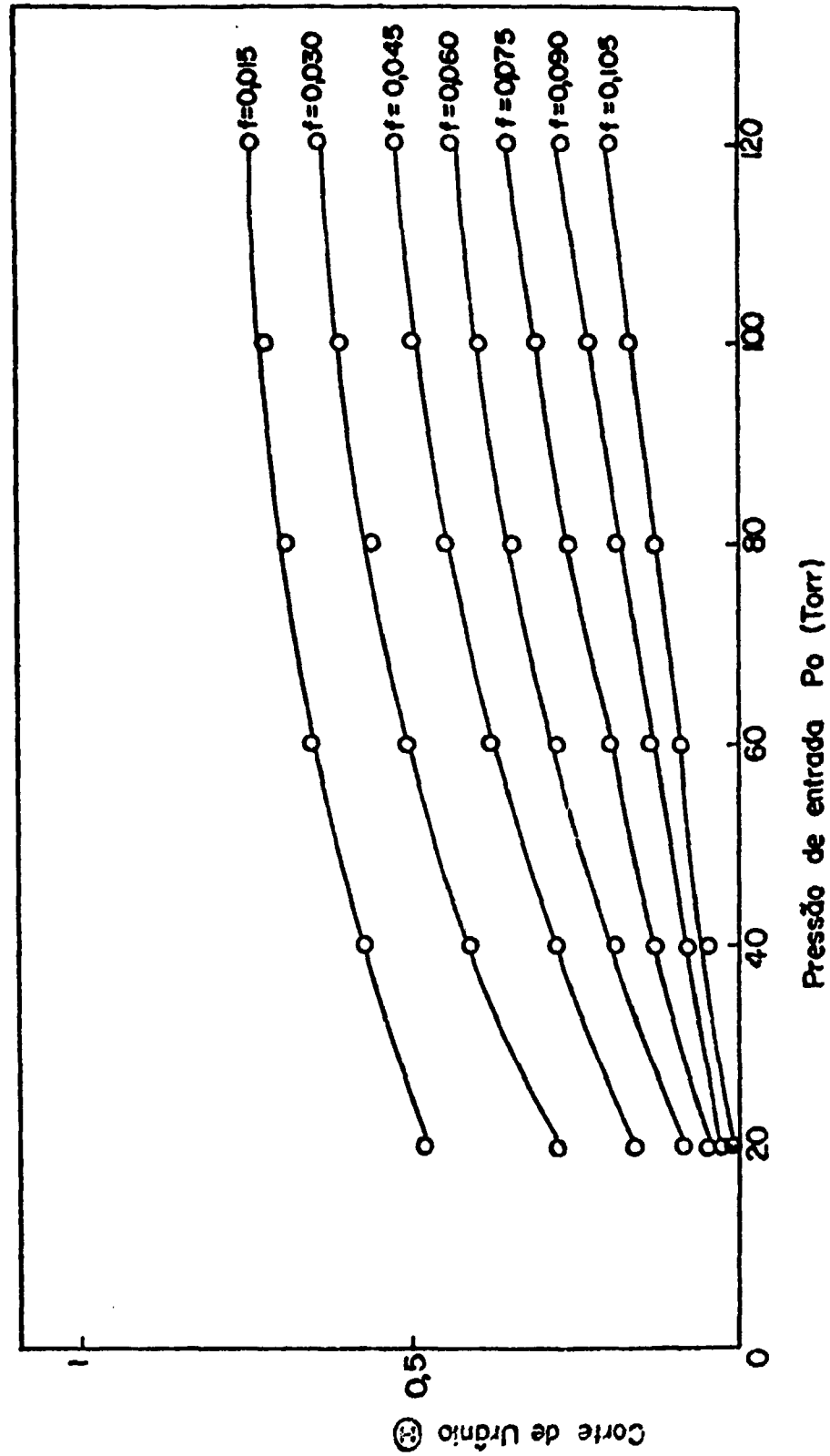


Figura 4.4. Influência da pressão de alimentação ( $P_0$ ) sobre corte de Urânio ( $\theta$ ) para posições de cunha ( $f$ ) constantes.

Tabela 4.2. - Efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) e corte de Urânio ( $\theta$ ) para diversas pressões de alimentação e posições de cunha separadora.

Pressão f (mm)	20 Torr		40 Torr		60 Torr		80 Torr		100 Torr		120 Torr	
	$\epsilon_A \times 10^{-3}$	$\theta$	$\epsilon_A \times 10^{-3}$	$\theta$	$\epsilon_A \times 10^{-3}$	$\theta$	$\epsilon_A \times 10^{-3}$	$\theta$	$\epsilon_A \times 10^{-3}$	$\theta$	$\epsilon_A \times 10^{-3}$	$\theta$
0,015	5,18	0,47	5,94	0,57	5,27	0,65	4,56	0,69	4,03	0,72	3,71	0,74
0,030	6,50	0,28	5,85	0,41	5,34	0,51	4,71	0,56	4,15	0,61	3,77	0,64
0,045	9,36	0,16	8,72	0,28	7,08	0,38	5,63	0,45	4,55	0,50	3,81	0,53
0,060	14,08	0,09	12,05	0,19	9,75	0,28	7,85	0,35	6,43	0,40	5,42	0,44
0,075	18,74	0,05	15,57	0,13	12,52	0,20	10,13	0,26	8,37	0,31	7,08	0,35
0,090	23,69	0,02	19,31	0,079	15,46	0,14	12,57	0,19	10,46	0,23	8,91	0,27
0,105	28,89	0,015	23,32	0,049	18,67	0,092	15,26	0,13	12,77	0,17	10,95	0,20
0,120	34,27	0,008	27,60	0,029	22,16	0,059	18,22	0,089	15,36	0,12	13,26	0,14
0,135	39,78	0,004	32,13	0,017	25,97	0,036	21,51	0,057	18,28	0,078	15,90	0,097
0,150	45,37	0,002	36,87	0,010	30,05	0,022	25,12	0,035	21,54	0,049	18,89	0,063



Tabela 4.3. Perfis radiais de concentração em massa ( $\text{Kg/m}^3$ ) para  $180^\circ$  para diversas pressões de alimentação ( $P_0$ )

Posição radial mm	20 Torr		40 Torr		80 Torr		120 Torr	
	$U^{235}\text{F}_6$	$U^{238}\text{F}_6$	$U^{235}\text{F}_6$	$U^{238}\text{F}_6$	$U^{235}\text{F}_6$	$U^{238}\text{F}_6$	$U^{235}\text{F}_6$	$U^{238}\text{F}_6$
0,45	0,2310 E-18	0,2945 E-16	0,2480 E-17	0,3194 E-15	0,2137 E-16	0,2792 E-14	0,6185 E-16	0,8147 E-14
0,48	0,9113 E-18	0,1172 E-15	0,9708 E-17	0,1262 E-14	0,8321 E-16	0,1097 E-13	0,2406 E-15	0,3197 E-13
0,51	0,3481 E-17	0,4523 E-15	0,3565 E-16	0,4678 E-14	0,2964 E-15	0,3945 E-13	0,8478 E-15	0,1137 E-12
0,54	0,1302 E-16	0,1710 E-14	0,1234 E-15	0,1636 E-13	0,9572 E-15	0,1286 E-12	0,2653 E-14	0,3590 E-12
0,57	0,4748 E-16	0,6304 E-14	0,3968 E-15	0,5316 E-13	0,2720 E-14	0,3689 E-12	0,7056 E-14	0,9636 E-12
0,60	0,1668 E-15	0,2239 E-13	0,1162 E-14	0,1573 E-12	0,6564 E-14	0,8983 E-12	0,1520 E-13	0,2092 E-11
0,63	0,5561 E-15	0,7550 E-13	0,3033 E-14	0,4145 E-12	0,1312 E-13	0,1809 E-11	0,2590 E-13	0,3587 E-11
0,66	0,1733 E-14	0,2379 E-12	0,6930 E-14	0,9560 E-12	0,2158 E-13	0,2996 E-11	0,3566 E-13	0,4961 E-11
0,69	0,5019 E-14	0,6956 E-12	0,1379 E-13	0,1917 E-11	0,2990 E-13	0,4169 E-11	0,4201 E-13	0,5861 E-11
0,72	0,1433 E-13	0,1996 E-11	0,2534 E-13	0,3560 E-11	0,3840 E-13	0,5379 E-11	0,4789 E-13	0,6676 E-11
0,75	0,7270 E-13	0,1013 E-10	0,1043 E-12	0,1459 E-10	0,1361 E-12	0,1902 E-10	0,1633 E-12	0,2281 E-10
$c_c(0^\circ)$	0,4968 E-14	0,6904 E-12	0,9934 E-14	0,1381 E-11	0,1987 E-13	0,2761 E-11	0,2980 E-13	0,4142 E-11

de separação passa por um valor máximo a medida que se aumenta a pressão na alimentação. Na Figura 4.4 pode ser observado que, para se trabalhar a corte constante, torna-se necessário afastar, cada vez mais com o aumento da pressão, a cunha separadora da parede curva inferior. Transportando estes valores posição de cunha separadora para a Figura 4.3, observa-se que para baixas

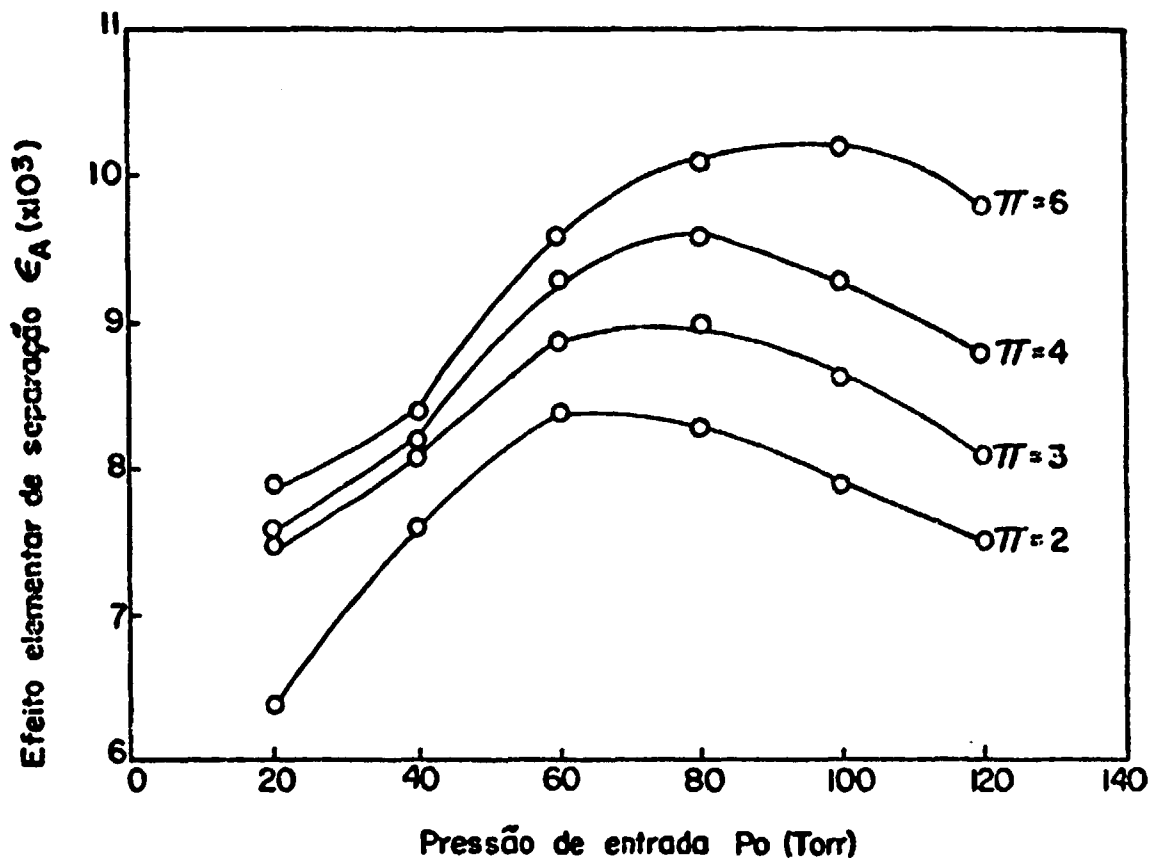


Figura 4.5. Influência da pressão de entrada ( $P_0$ ) sobre o efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) para diversas razões de expansão.

pressões obtém-se  $\epsilon_A$  crescente, enquanto que na região de altas pressões, devido ao comportamento assintótico da curva do corte, o valor de  $\epsilon_A$  decresce. Desse modo é gerada a curva da Figura 4.5 para a razão de expansão 2. Por um processo semelhante obtém-se as curvas para as outras razões de expansão.

A Figura 4.5 modela os resultados obtidos por Bier e

colaboradores /15/ apresentados na Figura 2.9, do Capítulo 2. Comparando-se as curvas dessas figuras, nota-se a concordância semi quantitativa entre os dados obtidos através do modelo aqui desenvolvido e os dados experimentais. A discrepância quantitativa observada pode ser justificada pela incerteza nos valores de temperatura empregados pelo autor na determinação dos valores experimentais. Como será discutido na seção 4.5 a temperatura exerce influência significativa no efeito elementar de separação (vide seção 2.2.3). Além disso, a forma do perfil de velocidades adotada no modelo não considera as deformações introduzidas pela camada limite. Em conjunto com os perfis de concentração em massa, o perfil de velocidades é determinante no cálculo das vazões nas porções enriquecida e empobrecida, que compõem o valor do corte. Portanto, discrepâncias, por pequenas que sejam, no perfil de velocidades, implicam em posições de cunha separadora diferentes das reais, para um determinado corte e, como consequência, em valores de efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) também diferentes.

O comportamento crescente do efeito elementar de separação para valores maiores de razão de expansão é justificado na seção seguinte.

#### 4.4 - INFLUÊNCIA DA RAZÃO DE EXPANSÃO

A razão de expansão ( $\pi$ ) foi definida no Capítulo 3 como a relação entre pressão na alimentação ( $P_o$ ) e pressão no plenum externo ( $P_e$ ), segundo a Equação (4.1):

$$\pi = \frac{P_o}{P_e} \quad (4.1)$$

Mantendo-se constante a pressão na alimentação e variando a razão de expansão, a distribuição de pressões no bocal di-

vergente fica inalterada (vide Equação (3.3)) e portanto, os efeitos separativos nessa porção do escoamento não são influenciados pela razão de expansão. Esta afetará os perfis de pressão na região externa ao divergente, onde tem-se, para  $\pi$  crescente, perfis de pressão decrescentes.

Continuando a manter o elemento de separação e a mistura na alimentação, dos itens anteriores, observa-se agora o efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) e o corte de Urânio para razões de expansão entre 2 e 8, para a pressão de alimentação fixa em 80 Torr, temperatura de entrada a 516 K e para dois valores de posição de cunha separadora, a saber 0,11 mm e 0,08 mm da parede curva inferior. Os resultados obtidos para a variação do efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) e corte de Urânio ( $\Theta$ ) com a razão de expansão, estão nas Figuras 4.6 e 4.7, respectivamente, construídas a partir da Tabela 4.4.

Na Figura 4.6 observa-se que para razões de expansão crescentes o efeito elementar de separação cresce também, e que na região de altas razões de expansão ( $\pi \geq 6$ ) o crescimento se torna menos acentuado. O efeito da razão de expansão sobre o corte de Urânio (Figura 4.7) implica em um decréscimo do valor do corte de Urânio enquanto a razão de expansão cresce. De modo semelhante ao comportamento do efeito elementar de separação para altas razões de expansão, a curva representativa do corte de Urânio tende a ser assintótica. Estes comportamentos são justificados pelas Figuras 4.3 e 4.4. A proporção que a razão de expansão aumenta, a pressão no plenum externo decresce. Embora os efeitos da diminuição de pressão ( $\pi$  crescente) só atuem na porção de  $90^\circ$  a  $180^\circ$  do escoamento, sua influência sobre  $\epsilon_A$  e  $\Theta$  é semelhante à descrita na seção anterior.

Os resultados experimentais de Bier e colaboradores /15/, para estas mesmas condições (usadas nestes cálculos teóricos)

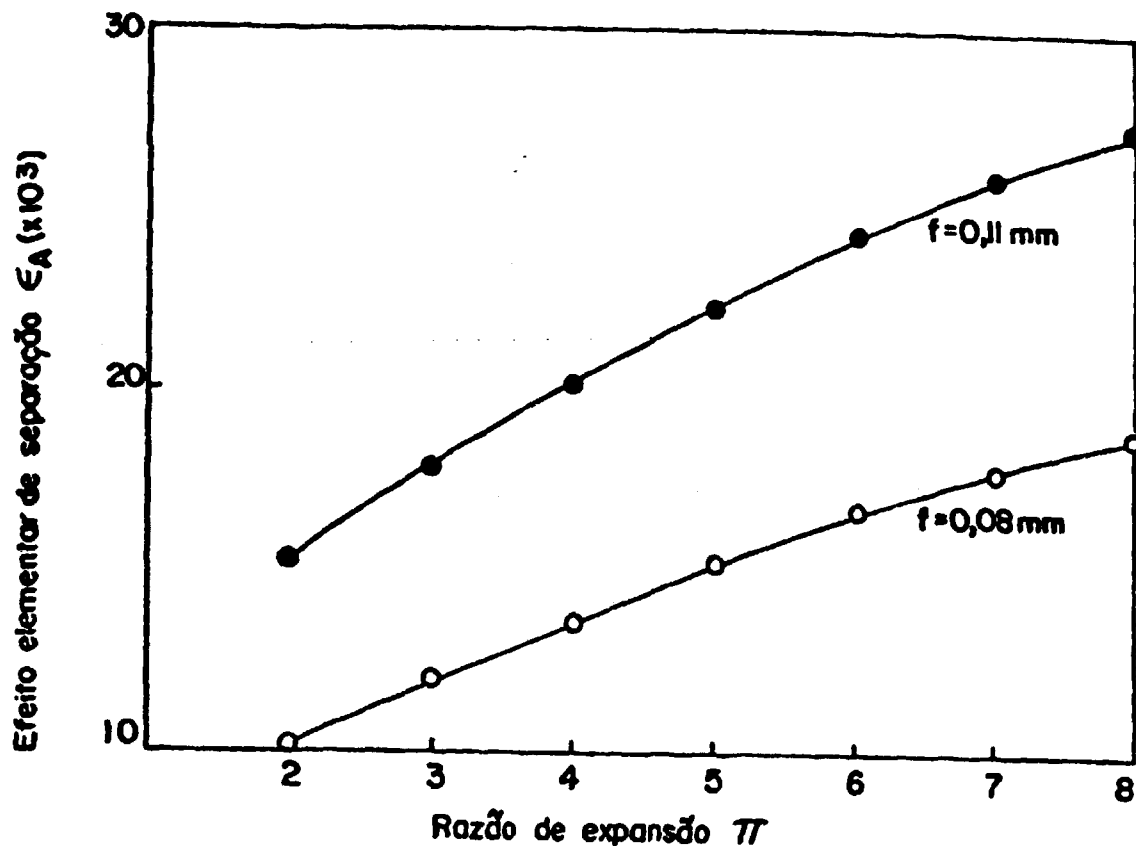


Figura 4.6. Efeito da razão de expansão ( $\pi$ ) sobre o efeito elementar de enriquecimento ( $\epsilon_A$ ) para duas posições de cunha separadora.

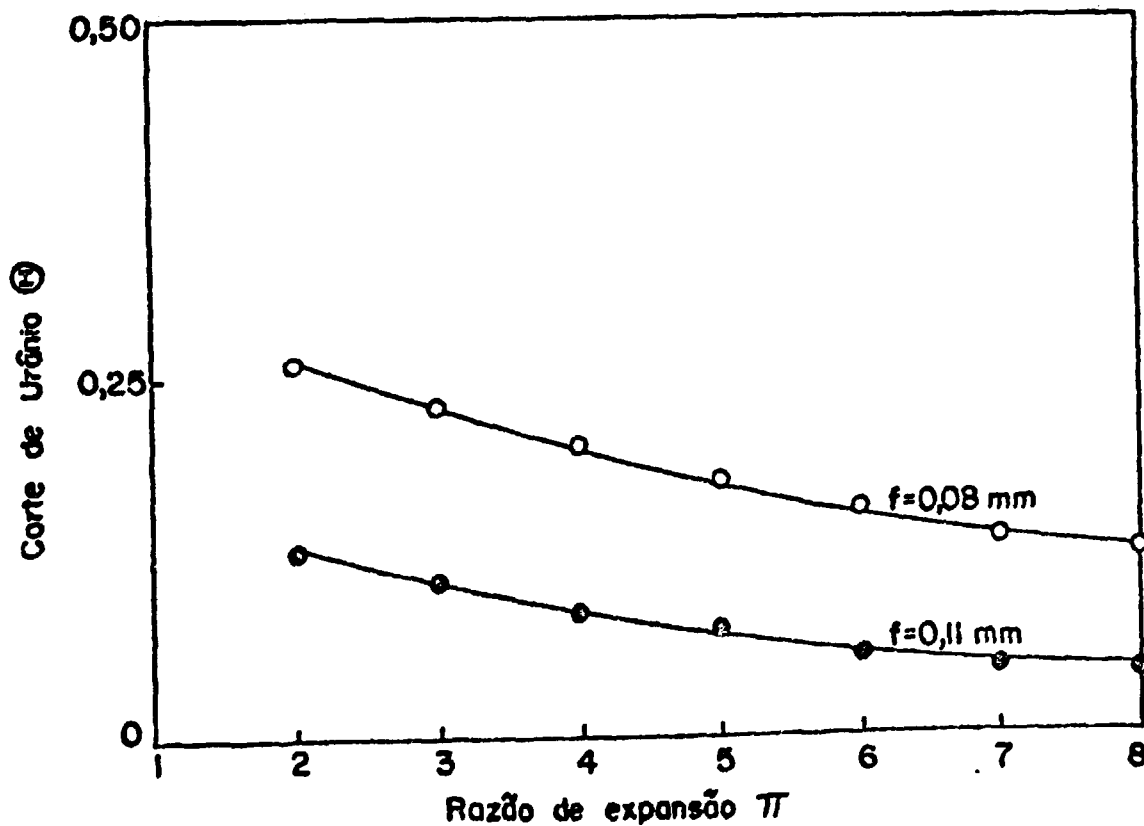


Figura 4.7. Efeito da razão de expansão ( $\pi$ ) sobre corte de Urânio ( $\theta$ ) para duas posições de cunha separadora.

são fornecidos para uma única posição de cunha separadora, de valor 0,11 mm da parede curva inferior. Estas respostas experimentais estão reproduzidas nas Figuras 2.12 e 2.13 para efeito elementar de enriquecimento ( $\epsilon_A$ ) e corte de Urânio ( $\theta$ ), respectivamente.

Da mesma forma que na seção anterior, o modelo reproduz o comportamento observado na experiência e a não concordância quantitativa é justificada pelas mesmas razões ali expostas uma vez que os efeitos que afetam os parâmetros estudados são exatamente os mesmos. A fim de avaliar as discrepâncias introduzidas pela imprecisão no valor do corte de Urânio sobre o efeito elementar de separação, fez-se uma adaptação nos valores de efeito elementar de separação para as várias razões de expansão. Em vez de manter a posição de cunha separadora fixa, foram adotadas posições de cunha de modo a haver coincidência do valor de corte de Urânio do modelo com os resultados experimentais. O efeito elementar de separação correspondente foi lançado na Figura 4.8 bem como os valores experimentais correspondentes (Figura 2.12). Verifica-se que o erro relativo máximo entre o valor fornecido pelo modelo e o valor experimental é da ordem de 10% (para razão de expansão  $\pi=5$ ). Estes fatos confirmam que se o valor de corte de Urânio for melhor adaptado o modelo fornece confiabilidade, inclusive quantitativa.

#### 4.5 - INFLUÊNCIA DA TEMPERATURA DE ALIMENTAÇÃO

Valores de temperatura de alimentação não são explicitamente citados na literatura, exceto em /24/ onde é apresentado o valor de 40°C para temperatura de operação embora não seja definido em que ponto do bocal de separação é encontrado este

Tabela 4.4. Valores de efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) e corte de Urânio ( $\theta$ ) para razões de expansão ( $\pi$ ) de 2 a 8.

$\pi$	$f = 0,11$		$f = 0,08$	
	$\epsilon_A$ ( $\times 10^3$ )	$\theta$	$\epsilon_A$ ( $\times 10^3$ )	$\theta$
2	15,26	0,130	10,13	0,26
3	17,80	0,110	11,94	0,23
4	20,18	0,092	13,66	0,21
5	22,33	0,077	15,22	0,18
6	24,22	0,065	16,28	0,16
7	25,87	0,055	17,74	0,14
8	27,28	0,047	18,72	0,13

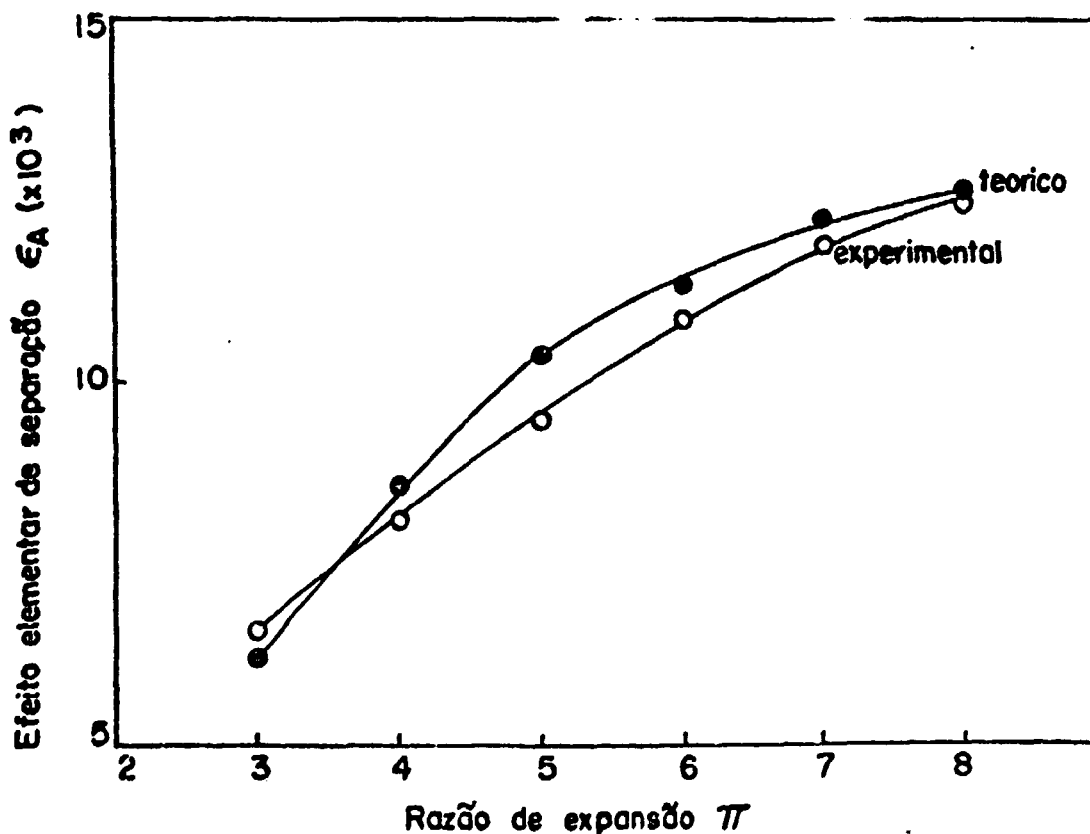


Figura 4.8. Efeito da razão de expansão ( $\pi$ ) sobre o efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) para corte ajustado às respostas experimentais, e respostas experimentais correspondentes/15/.

valor. Pelo modelo, a temperatura do gás de processo obedece à relação de expansão adiabática (Equação (3.3)) durante a expansão no bocal divergente e se mantém constante no percurso restante até a cunha separadora. A resposta do modelo para várias temperaturas de alimentação foi estudada, considerando-se razão de expansão igual a 4, pressão de entrada de 80 Torr, mistura de alimentação a 5% UF<sub>6</sub> em Hélio e no sistema de separação XIII.

A Figura 4.9 mostra a influência da temperatura, nas condições acima para posição de cunha separadora constante a  $f = 0,11$  mm, sobre o efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) e o corte de Urânio ( $\theta$ ). Na Figura 4.10 mostra-se a variação do efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) com a temperatura para corte constante 1/3.

Os valores numéricos utilizados na construção das Figuras 4.9 e 4.10 estão reunidos na Tabela 4.5.

A temperatura, ponto a ponto, é fator importante no valor do coeficiente de difusividade (vide Equação (3.22)) que modela os fluxos de massa no processo. Com o aumento da temperatura, o valor dos fluxos difusivos também aumenta, propiciando uma maior separação, e, para posição da cunha constante, uma redução no fluxo que compõe a porção enriquecida do escoamento. Estes fatos podem ser verificados nas Figuras 4.9 e 4.10.

Tabela 4.5. Valores de efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) e corte de Urânio ( $\theta$ ) para diversas temperaturas.

T(K)	f = 0,11		$\theta = 1/3$
	$\epsilon_A$ ( $\times 10^{-3}$ )	$\theta$	$\epsilon_A$ ( $\times 10^{-3}$ )
516	28,0	0,60	9,6
600	26,5	0,45	12,0
650	26,0	0,40	12,4
700	25,4	0,34	12,6



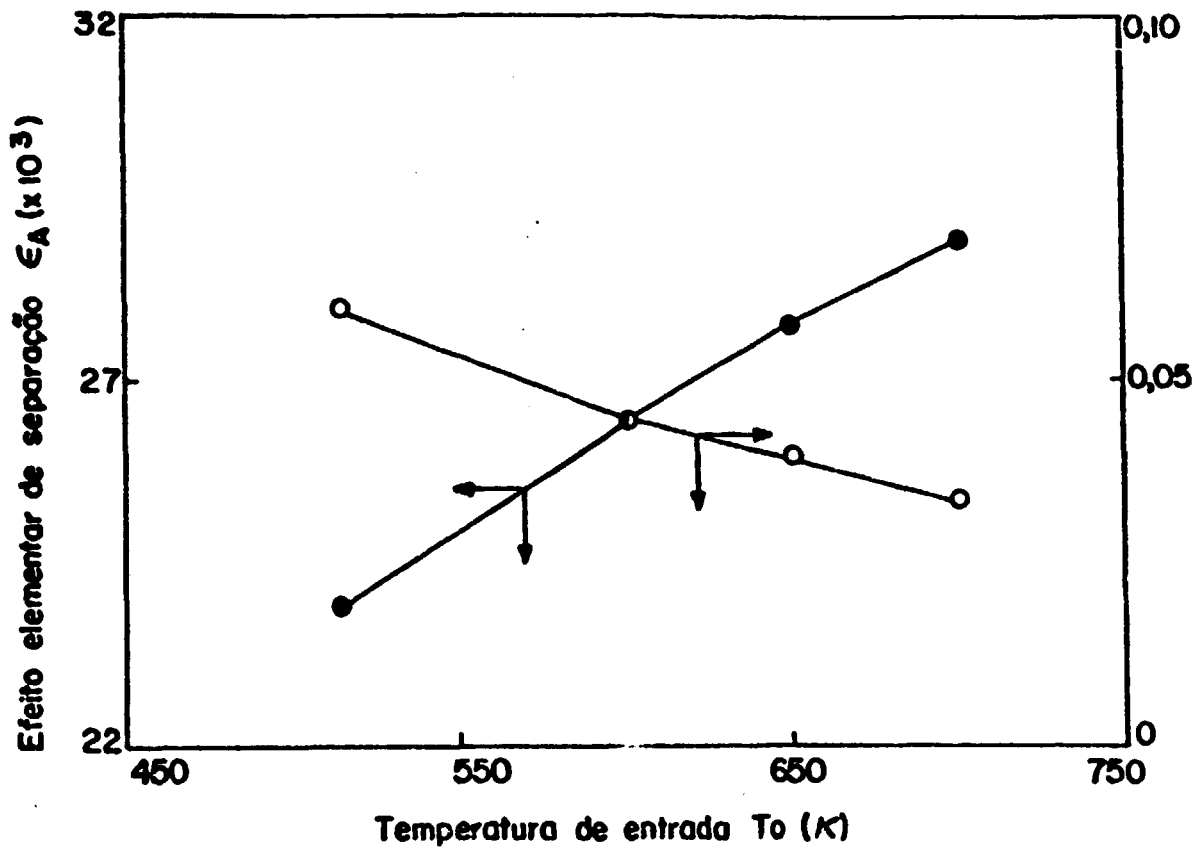


Figura 4.9. Influência da Temperatura de entrada ( $T_0$ ) sobre o efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) e corte de Urânio ( $\theta$ ) para posição de cunha separadora ( $f$ ) constante em 0,11mm.

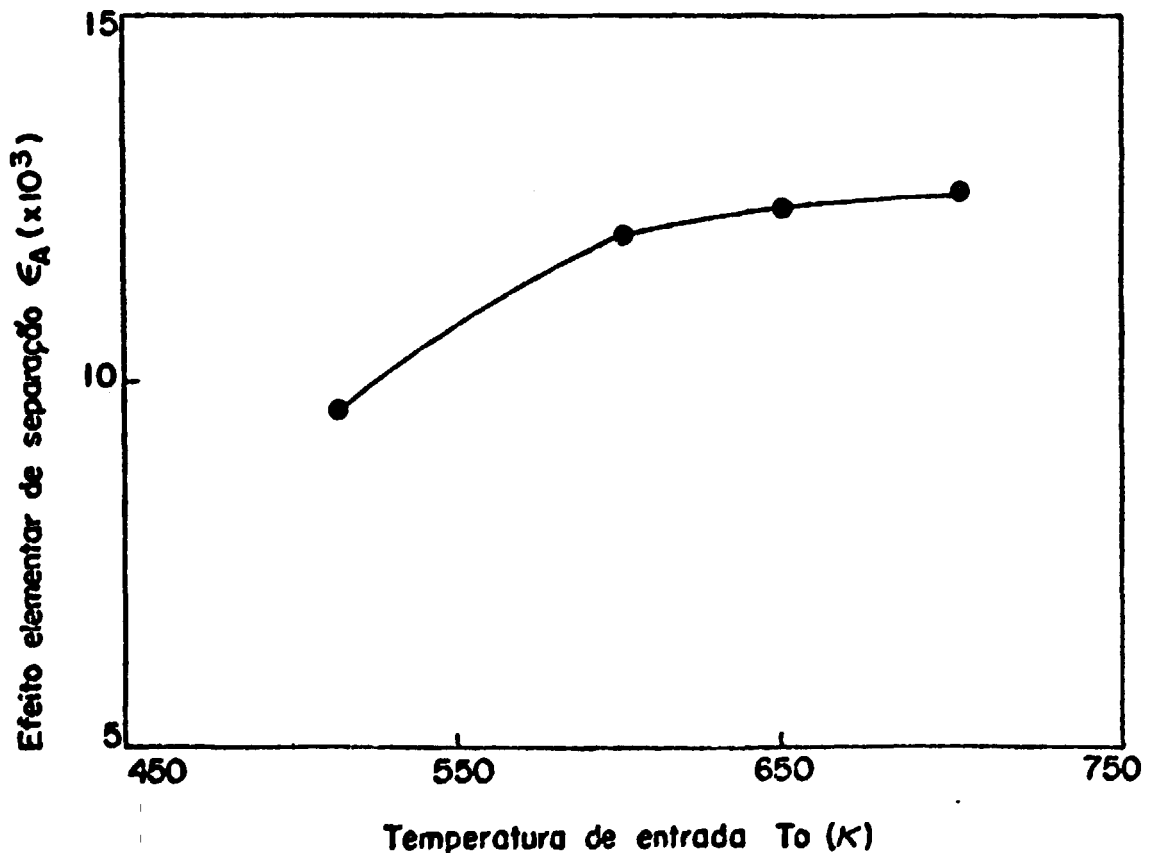


Figura 4.10. Influência da temperatura de entrada ( $T_0$ ) sobre o efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) a corte constante de 1/3.

#### 4.6 - INFLUÊNCIA DA CONCENTRAÇÃO DE $UF_6$ NA MISTURA DE ALIMENTAÇÃO

Verifica-se a influência da concentração de hexafluoreto de Urânio,  $UF_6$ , na mistura de alimentação em um sistema de separação de dimensões características iguais às do sistema X (vide Tabela 2.1). Escolheu-se este sistema de separação para facilitar a comparação com os resultados experimentais apresentados na literatura. A temperatura no reservatório ( $T_0$ ) é 516 K e a pressão de entrada ( $P_0$ ), é 60 Torr. Os resultados de efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) e corte de Urânio ( $\theta$ ) para estas condições, com mistura  $UF_6/He$  e razão de expansão 4, para diversas concentrações de  $UF_6$ , são apresentadas nas Figuras 4.11 e 4.12 respectivamente. Os dados numéricos para a construção destas figuras são tabulados na Tabela 4.6. Verifica-se que, com o aumento da concentração de  $UF_6$  na mistura de alimentação o efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) decresce e o corte de Urânio ( $\theta$ ) cresce.

Com o aumento na massa molecular média, a velocidade sônica da mistura é reduzida implicando em uma diminuição nos fluxos por barodifusão. Os perfis das espécies isotópicas ficam menos diferenciados, levando, conseqüentemente, a um menor efeito de separação. Perfis de concentração em massa menos acentuados, por outro lado, levam a um aumento na vazão de hexafluoreto de Urânio na porção superior do escoamento, implicando, assim, no crescimento observado do valor do corte de Urânio ( $\theta$ ). Isto posto, fica justificada a adição de um gás auxiliar, leve, em alta proporção, na mistura de alimentação. A tabela 4.7 apresenta resultados levantados nas condições de operação e geometria dos ensaios realizados por Bier e colaboradores /15/, cujas respostas estão apresentadas nas Figuras 2.13 e 2.14. As Figuras 4.13 e 4.14, construídas a partir da Tabela 4.7, apresentam as respostas numéricas do presente modelo para a comparação com os resultados experimentais.

Tabela 4.6. Efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) e corte de Urânio ( $\theta$ ) para diversas concentrações de hexafluoreto de Urânio ( $P_U$ ) na mistura inicial

$P_U$ (%)	$\epsilon_A$ ( $\times 10^{-3}$ )	$\theta$
2	13,25	0,23
3	11,40	0,25
5	10,35	0,30
10	8,30	0,37
12	8,05	0,40

Tabela 4.7. Efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) e corte de Urânio ( $\theta$ ) para diversas concentrações de hexafluoreto de urânio ( $P_U$ ) e razão de expansão ( $\pi$ ) 2 a 8.

$P_U$ (%) \ $\pi$	3%		5%		10%	
	$\epsilon_A$ ( $\times 10^{-3}$ )	$\theta$	$\epsilon_A$ ( $\times 10^{-3}$ )	$\theta$	$\epsilon_A$ ( $\times 10^{-3}$ )	$\theta$
2	11,8	0,23	10,7	0,24	10,0	0,25
3	14,6	0,20	12,8	0,21	11,7	0,22
4	17,4	0,17	14,4	0,18	13,6	0,19
5	20,0	0,14	16,0	0,16	14,9	0,17
6	22,1	0,12	17,8	0,14	15,5	0,15
7	-	-	19,2	0,12	16,3	0,14
8	-	-	-	-	17,0	0,13

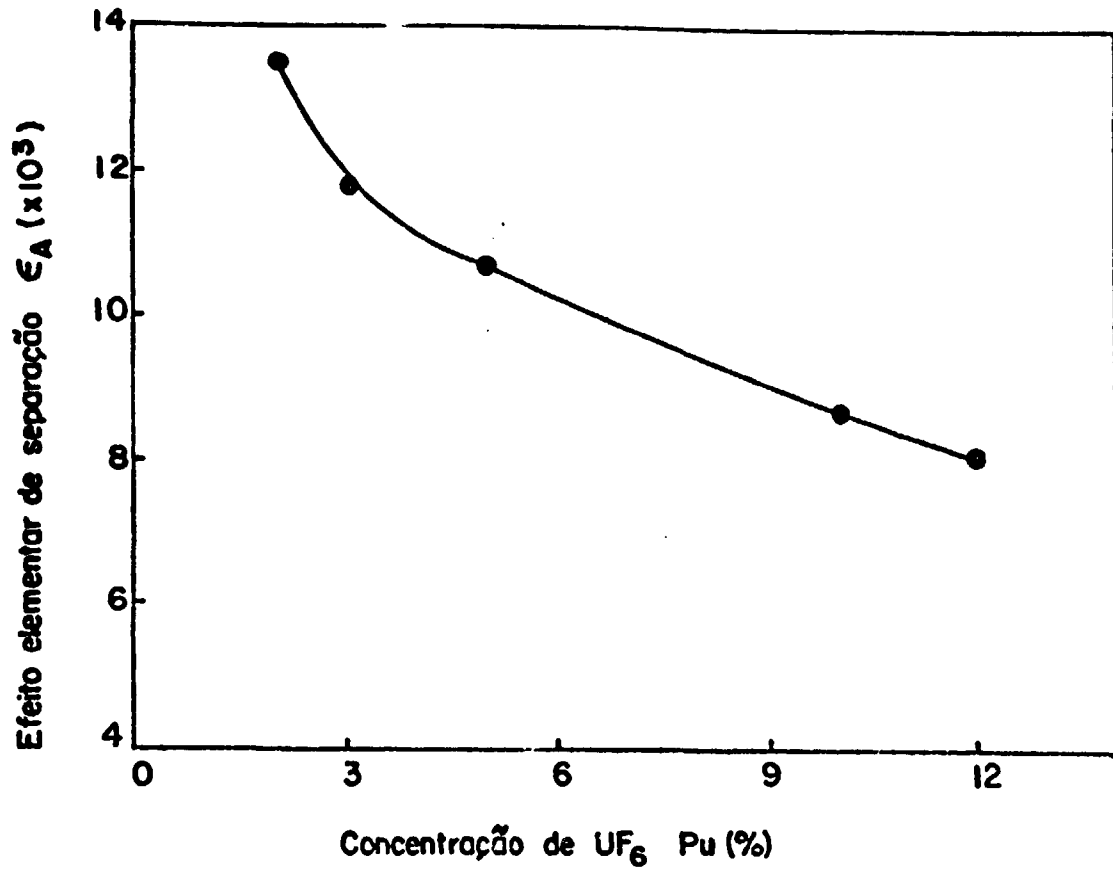


Figura 4.11. Influência da concentração de  $UF_6$  na mistura inicial sobre o efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ).

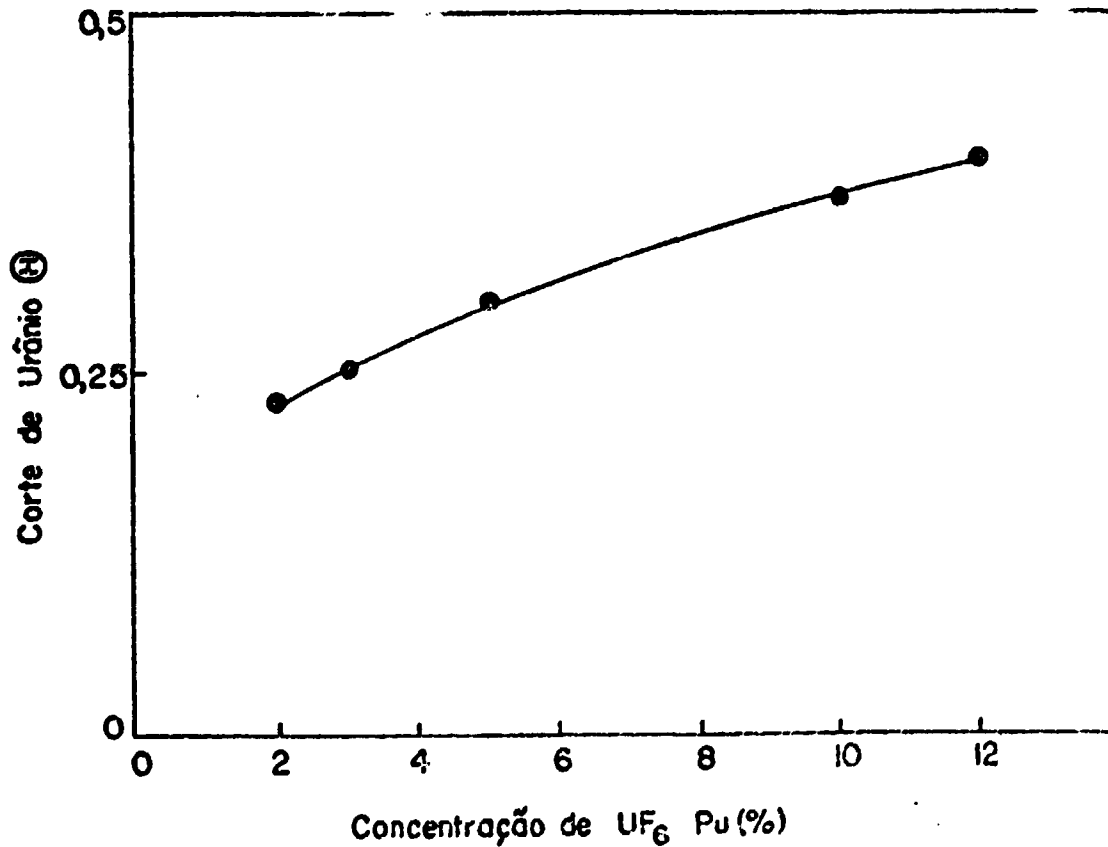


Figura 4.12. Influência da concentração de  $UF_6$  na mistura inicial sobre o corte de Urânio ( $\theta$ ).

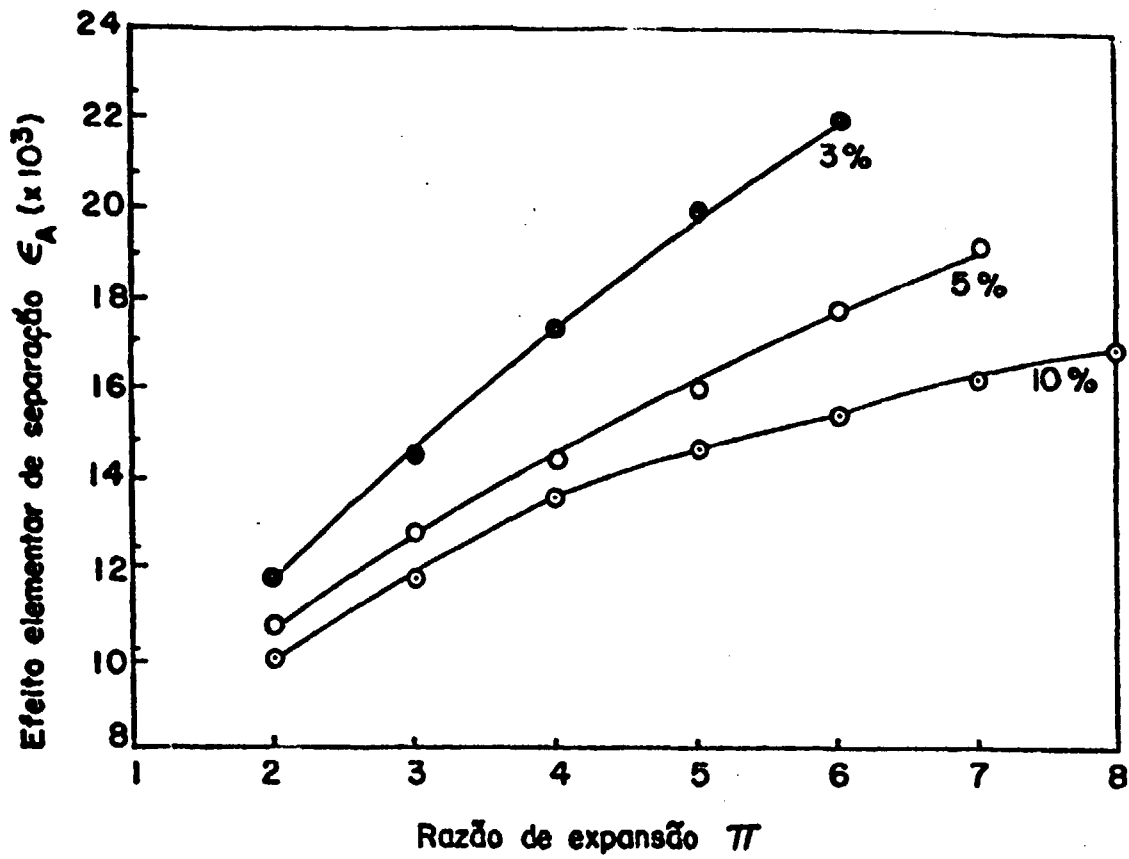


Figura 4.13. Comportamento do efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) com a razão de expansão ( $\pi$ ) para diversas concentrações iniciais de  $UF_6$ .

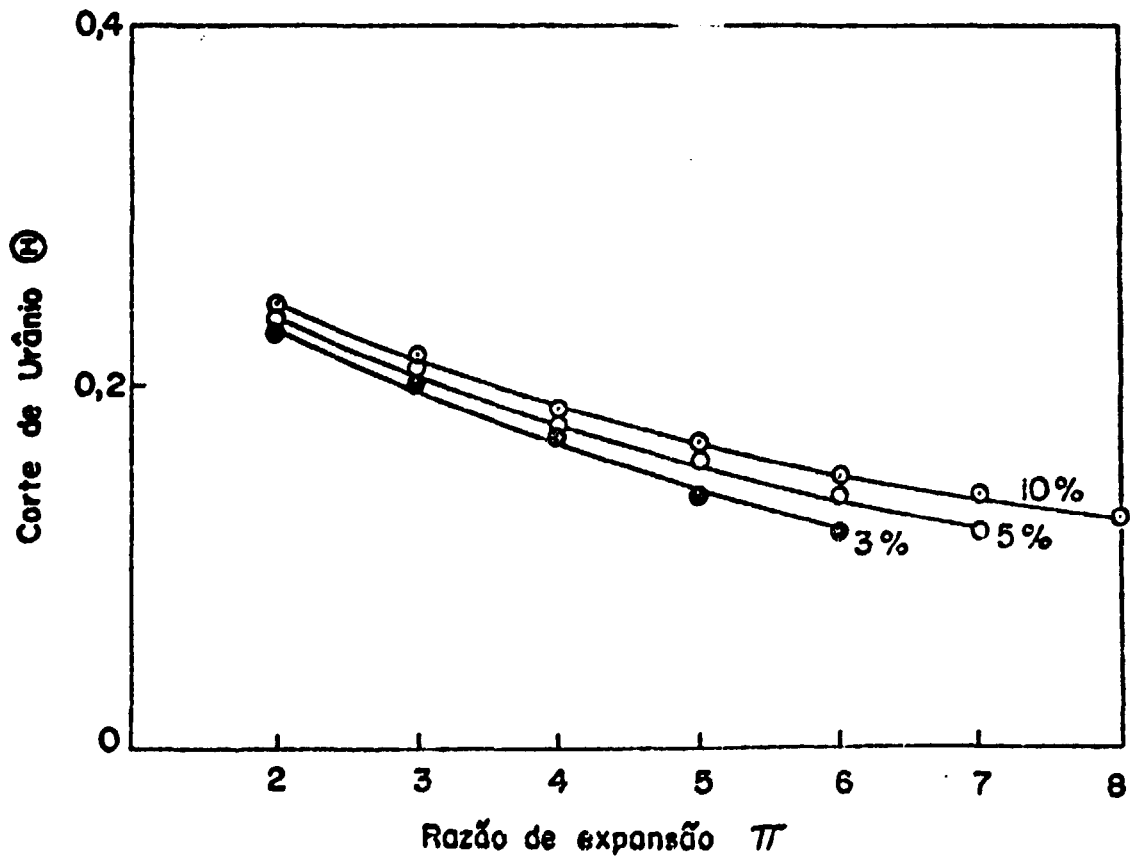


Figura 4.14. Comportamento do corte de Urânio ( $C$ ) com a razão de expansão ( $\pi$ ) para diversas concentrações de  $UF_6$ .

Nesta comparação, volta-se a verificar a validade do modelo na reprodução do fenômeno do ponto de vista do comportamento dos parâmetros em estudo. A porcentagem de  $UF_6$  atua, como foi descrito anteriormente, de forma direta sobre o perfil de velocidades. A não concordância numérica entre a resposta do modelo e as respostas experimentais decorre do fato que o perfil do modelo não se ajusta perfeitamente ao perfil real.

---

## C A P Í T U L O 5

### C O N C L U S Õ E S

O modelo numérico, apresentado neste trabalho, para a simulação da separação isotópica do hexafluoreto de urânio, efetuada pelo processo Bocal de Separação fornece, os seguintes parâmetros de enriquecimento: efeito elementar de separação ( $\epsilon_A$ ) e corte de Urânio ( $\theta$ ), para um estágio unitário.

Da comparação entre os valores fornecidos pelo modelo e os resultados experimentais, conclui-se que:

1. As respostas teóricas estão em concordância com as respostas experimentais, quando analisadas do ponto de vista semiquantitativo. Isto atesta a validade do modelo quanto aos fenômenos de transporte de massa envolvidos em seu equacionamento.
2. Existe discrepância nos valores numéricos dos parâmetros de enriquecimento experimentais e teóricos, discrepâncias estas que podem ser atribuídas principalmente a:
  - a) Desconhecimento da temperatura de alimentação em que foram levantadas as respostas experimentais.
  - b) Não adaptação do perfil de velocidade do escoamento à realidade, pois não se levaram em conta os efeitos de camada limite, tendo sido suposto escoamento em regime ideal.

A análise feita no final da seção 4.4 leva a crer que, em se melhor adaptando o perfil de velocidades, o modelo poderia fornecer melhor concordância numérica com os resultados experimentais.

Seria prematura, ainda, qualquer conclusão sobre possíveis efeitos da sub-expansão ou super-expansão do gás na saída do divergente (hipótese de escoamento externo ao divergente com área constante). Após a correção do perfil de velocidades, poder-se-ia efetuar tais análises.

Sugere-se, como trabalho futuro, o ajuste do perfil de velocidades, a fim de aproximá-lo do caso real, e portanto, aperfeiçoar o presente modelo.



BIBLIOGRAFIA

1. ALEMANHA OCIDENTAL. BDP 1096871. BECKER, E.W. 1961.
2. BECKER, E. W.; BERCKHAHN, W.; BLEY, P.; EHFELD, U.; EHRFELD, W.; KNAPP, U. Physics and developement potential of the separation nozzle process. In: BRITISH NUCLEAR ENERGY SOCIETY. Uranium isotope separation: proceedings of the international conference on... held in London, 5-7 March, 1975. London, 1976. p.3-9.
3. BECKER, E.W.; BEYRICH, W.; BIER, K.; BURGHOFF, H.; ZIGAN, F. The separation nozzle II. The physical bases and the specific magnitudes of the expenditures of the process. Z.Naturforsch., 12A:609-21, 1957.
4. BECKER, E.W.; BIER, K.; BIER, W. Trenndüsenverfahren mit leichtem Zusatzgas. Z. Naturforsch., 17A:778-85, 1962.
5. BECKER, E.W.; BIER, K.; BIER, W.; SCHÜTTE, R. Trenndüsenentmischung der Uranisotope bei Verwendung leichter Zusatzgase. Z. Naturforsch., 18A:246-50, 1963.
6. BECKER, E.W.; BIER, K.; BIER, W.; SCHÜTTE, R.; SEIDEL, D. Separation of the isotopes of uranium by the separation nozzle process. Angew. Chem. Int. Edit., 6(6):507-18, 1967.
7. BECKER, E.W.; BIER, K.; BLEY, P.; EHRFELD, U.; EHRFELD, W.; EISENBEISS, G. Das Entwicklungs potential des Trenndüsenverfahrens Zur U-235 Anreicherung. Atomwirtsch., 18 (11):524-27, 1973.
8. BECKER, E.W.; BIER, K.; BLEY, P.; EHRFELD, W.; SCHUBERT, K.; SEIDEL, D. Developement and technical implementation of the separation nozzle process for enrichment of Uranium-235. Karlsruhe, Kernforschungszentrum, Mar. 1982. (KFK-3310). (Pres. AICHE 1982 Winter Meeting, 3, 1982).

9. BECKER, E.W.; BIER, K.; BURGHOFF, H.; HUGENA, O.; LOHSE, P.; SCHUTTE, R.; TUROWSKI, P.; ZIGAN, F. Separation of the uranium isotopes by the nozzle process. In: UNITED NATIONS. Peaceful uses of atomic energy: proceedings of the 2<sup>nd</sup> international conference on... held in Geneva, 1-13 Sept. 1958, V.4: Production of nuclear materials and isotopes. Geneva, 1958. p.455-7.
10. BECKER, E.W.; BIER, W.; EHRFELD, W.; EISENBEISS, G. Die physicalischen Grundlagen der Uran-235-Anreicherung nach dem Trenndüsenverfahren. Z. Naturforsch., 26A:1267-72, 1973.
11. BECKER, E.W.; BURGHOFF, H.; GYSPAN, P. Trenndüsenentmischung im umgelenkten Gasstrahlen. Z. Naturforsch., 16A:955-60, 1961.
12. BECKER, E.W. & SCHÜTTE, R. Das Trenndüsenverfahren III. Entmischung der Uranisotope. Z. Naturforsch. 15A:336-47, 1960.
13. BENEDICT, M.; PIGFORD, T.H.; LEVI, H.W.; Nuclear chemical engineering. 2<sup>nd</sup> ed. New York, N.Y.; Mc Graw-Hill, 1981.
14. BERKHAHN, W.; BLEY, P.; BRETON, H.; EHRFELD, W. Einfluss der Verfahrensgastemperatur auf die Entmischung der Uranisotope in der Trenndüse. Karlsruhe, Kernforschungszentrum, Jun. 1977. (KFK 2466).
15. BIER, W.; EISENBEISS, G.; HEESCHEN, G. Die physicalischen Grundlagen der Uran-235-Anreicherung nach dem Trenndüsenverfahren II. Vergleich der leichten Zusatzgase H<sub>2</sub>, He und D<sub>2</sub>. Z. Naturforsch. 28A:1267-72, 1973.
16. BIER, W. & WEISS, F. Influence of geometric parameters of the performance of separating nozzle elements. Kerntechnik, 14(3):105-13, 1972.
17. BIRD, R.B.; STEWART, W.E.; LIGHTFOOT, E.N. Transport phenomena. New York, N.Y., Wiley, 1960.

18. BLEY, P.; EHRFELD, W.; JÄGER, F.M.; KNAPP, U. Entwicklung und Erprobung einer Versuchsapparatur für die Optimierung von Trenndüsesystemen zur Anreicherung von U-235. Karlsruhe, Kernforschungszentrum, Mar. 1975. (KFK 2092).
19. CHOW, R.R. On the separation phenomenon of binary gas mixtures in an axisymmetric jet. University of California Rept. (HE-150-175 (1959)). apud KOGAN, A. Separation of gas mixtures in curved supersonic flow. Int. J. Heat Mass Tranf., 9:1-10, 1966.
20. DIRAC apud TAHOURDIN, P.A. Final report on the jet separation method. Oxford, (UK), Feb. 1946. (BR-694) (Declass. Apr. 1953).
21. EHRFELD, U.; EHRFELD, W.; SCHMIDT, E. Untersuchungen mit molekular angeströmten Sonden zum räumlichen Verlauf der Isotogenentmischung in der Trenndüse bei Rückstau der schwereren Fraktion. Karlsruhe, Kernforschungszentrum, Nov. 1978. (KFK 2724).
22. HOPPER, M.J., comp. Harwell subroutine library. A catalogue of subroutines (1981). 4<sup>th</sup> ed. Harwell, Atomic Energy Research Establishment. Computer Science Systems Division, Nov. 1981. (AERE - R 9185).
23. HORNBECK, R.W. Numerical methods. New York, N.Y., Quantum Publishers, 1975.
24. INFCE WG2. Enrichment Availability. Vienna, 1980.
25. KIRCH, P. & SCHÜTTE, P. Messungen des Thermodiffusionsfaktors und Bestimmung des molekularen Wechselwirkungspotentials von gasförmigen Uranhexafluorid. Z. Naturforsch., 22A: 1532-37, 1967.
26. KOGAN, A. Separation of gas mixtures in curved supersonic flow. Int. J. Heat Mass Tranf., 9:1-10, 1966.

27. MIKAMI, H. & TAKASHIMA, Y. Separation of gas mixtures in an axisymmetric supersonic jet. Int. J. Heat Mass Transf., 11:1597-610, 1968.
28. NARDELLI, G. & REPANCI, A. I principi fisici del metodo della trenndüse. Energ. Nucl. (Milan), 4(4):293-300, 1957.
29. REID, R.C. & SHERWOOD, T.K. The properties of gases and liquids. 2<sup>nd</sup> ed. New York, N.Y., Mc Graw-Hill, 1977.
30. ROTHE, D. Electron beam studies of the diffusive separation of helium-argon mixtures. Phys. Fluids, 9(9):1643-57, 1966.
31. SCHLICHTING, H. Boundary-layer theory. 6<sup>th</sup> ed. New York, N.Y.; Mc Graw-Hill, 1968.
32. SHAPIRO, A.H. The dynamics and thermodynamics of compressible fluid flow. New York, N.Y., Ronald Press, 1953.
33. SHERMAN, F.S. Hydrodynamical theory of diffusive separation of mixtures in a free jet. Phys. Fluids, 8(5):773-9, 1965.
34. STERN, S.A.; WATERMAN, P.C.; SINCLAIR, T.F. Separation of gas mixtures in a supersonic jet II. Behavior of helium-argon mixtures and evidence of shock separation. J. Chem. Phys., 33(3):805-13, 1960.
35. TAHOUREDIN, P.A. Final report on the jet separation method. Oxford, (UK), Feb. 1946. (BR-694). (Declass. Apr. 1953).
36. ZIGAN, F. Gasdynamische Berechnung der Trenndüsenentmischung. Z. Naturforsch., 17A:772-8, 1962.

APÊNDICE 1 - PROGRAMA PARA COMPUTADOR, EM LINGUAGEM FORTRAN IV,  
UTILIZADO PARA A SOLUÇÃO DO MODELO









```

C      WRITE(6,913) JJ,RII(JJ),XMQ,AM,VS,MM,DIEM
C
C      *****
C      *** UTILIZA SUBROTINA MAZ186 (INVERSA) EM ***
C      *** DUPLA PRECISAO) IMPLANTADA NO IPEN ***
C      *** PARA A INVERSAO DA MATRIZ DOS COEFF ***
C      *** CIENTES *****
C
C      CALL MAZ186 (X,100,NN,4,EE)
C
C      WRITE(6,914)EE
C
C      *****
C      *** CALCULO DO NOVO PERFIL DE DENSIDADE ***
C      *****
C
C      DO 160 I=1,NN
C      DO 170 K=1,NN
C      V(I)= V(I)+ X(I,K)*D(K)
C 170 CONTINUE
C 180 CONTINUE
C
C      *****
C      *** NORMALIZACAO DO VETOR DENSIDADE ***
C      *****
C
C      SV=C.000
C      DO 190 I=1,NN
C      SV=SV+V(I)
C 190 CONTINUE
C
C      FN=SD/SV
C      DO 200 I=1,NN
C      D(I)= V(I)*FN
C      V(I)=0.000
C 200 CONTINUE
C
C      DO 210 I=1,NN
C      D(I+10)= D(I)
C 210 CONTINUE
C
C      I=10
C      DO 220 I=1,10
C      C(I)= D(I)
C 220 CONTINUE
C
C      WRITE(6,915)FN, JJ,INTF,(D(I),I=10,M)
C
C      2.3 CONTINUE
C
C      *****
C      *** FINAL DO LOOP DE CALCULO DOS PERFS ***
C      *** DE DENSIDADE PARA O PERCURSO ***
C      *** ANGULAR TOTAL NO CALC DE SEPARACAO ***
C      *****
C
C      DO 240 IS=1CA,MA
C
C      *****
C      *** CALCULA AS VAZES DE SAIDA NA ***
C      *** FRACAO ENRIQUECIDA (SUPERIOR) E NA ***
C      *** FRACAO EMPORNECIDA (INFERIOR), A ***
C      *** POSICAO DA CUNHA SEPARADORA E IS ***
C      *****
C
C      CALL VAZAO (IO,IS,M,UI)
C
C      IF(XMQ.EQ.XM2) GO TO 235
C
C      VAZS11(IS)=VAZS1(IS)
C      VAZ111(IS)= VAZ11(IS)
C 235  VAZS2(IS)= VAZS1(IS)
C      VAZ12(IS)= VAZ111(IS)
C 240 CONTINUE
C
C      IF(XMG.EQ.XM2) GO TO 250
C
C      XPC=XM2
C      INTE=XMQ*1.D 03 -113
C      GO TO 3
C
C      *****
C      *** CALCULO DOS PARAMETROS DE ENRIQUECI ***
C      *** MENTO *****
C

```

```

00002520
00002530
00002540
00002550
00002560
00002570
00002580
00002590
00002600
00002610
00002620
00002630
00002640
00002650
00002660
00002670
00002680
00002690
00002700
00002710
00002720
00002730
00002740
00002750
00002760
00002770
00002780
00002790
00002800
00002810
00002820
00002830
00002840
00002850
00002860
00002870
00002880
00002890
00002900
00002910
00002920
00002930
00002940
00002950
00002960
00002970
00002980
00002990
00003000
00003010
00003020
00003030
00003040
00003050
00003060
00003070
00003080
00003090
00003100
00003110
00003120
00003130
00003140
00003150
00003160
00003170
00003180
00003190
00003200
00003210
00003220
00003230
00003240
00003250
00003260
00003270
00003280
00003290
00003300
00003310
00003320
00003330
00003340
00003350
00003360
00003370
00003380
00003390
00003400

```

```

C 250 CC 260 IS=10A,MA
CORTE(1S)= (VAZS11(1S)+VAZS21(1S))/(VAZS11(1S)+VAZS21(1S)+
VAZ11(1S)+VAZ12(1S))
ALFA(1S)= VAZ12(1S)*VAZS11(1S)/(VAZS21(1S)+VAZ11(1S))
EPSA(1S)= ALFA(1S)-1.000
C
WRITE(6,912) IS,CORTE(1S),ALFA(1S),EPSA(1S)
C
260 CONTINUE
C
STCP
C
*****
*****
C
900 FORMAT(4D12.5)
C
901 FORMAT(/ 10X, '*** DADOS GEOMETRICOS DO BUCAL DE SEPARACAO ***'
// 2X, 'RAIO EXTERNO =', D12.5 / 2X, 'RAIO INTERNO =', D12.5,
#5 / 2X, 'PERCURSO ANGULAR TOTAL =', D12.5 / 2X, 'LARGURA MINIMA O',
#C BUCAL =', D12.5)
C
902 FORMAT(5D12.5)
C
903 FORMAT(/ 10X, '*** DADOS INICIAIS DO PROCESSO ***' // 2X, 'PRES',
#15SAO NO RESERVATORIO =', D12.5 / 2X, 'CONSTANTE DA DIFUSIVIDADE ',
#1 =', D12.5 / 2X, 'TEMPERATURA NO RESERVATORIO =', D12.5 / 2X, 'MAZA',
#C DE EXPANSAO =', D12.5)
C
904 FORMAT(6D12.5)
C
905 FORMAT(/ 10X, '*** DADOS DOS GASES DO PROCESSO ***' // 2X, 'MAS',
#1 SA MOLECULAR DO ISOTOPO LEVE =', D12.5 / 2X, 'MASSA MOLECULAR O',
#1 C ISOTOPO PESADO =', D12.5 / 2X, 'MASSA MOLECULAR DO GAS DE ARR',
#1 ASTE =', D12.5 / 2X, 'PORCENTAGEM MOLAR DO HEXAFLUORETO =', D12.5 /
# 2X, 'GAMA DA MISTURA =', D12.5 / 2X, 'SIGMA DA MISTURA =', D12.5 /
# 2X, 'OMEGA DA MISTURA =', D12.5)
C
906 FORMAT(2I4)
C
907 FORMAT(/ 10X, '*** NUMERO DE MESH-POINTS ***' // 26X, I4, ' X', I4)
C
908 FORMAT(/ 10X, '*** PERFIL INICIAL DE DENSIDADE ***' // 7(1X, D12.5))
C
911 FORMAT(/ 10X, '*** RESULTADOS PARA PU =', D12.5, I4, ' DE UF6 =', I4,
#1 CCM RAZAO DE EXPANSAO =', D12.5)
C
912 FORMAT(/ 10X, '*** SKIMMER NA POSICAO ', I4 / 2X, 'CORTE =', D12.5,
#2.5, 3X, 'ALFA =', D12.5, 3X, 'EPSA =', D12.5)
C
913 FORMAT(/ 2X, 'GRANDEZAS PARA O PERFIL', I4, 2X, 'DE RAIO INTERNO =',
#1, D12.5 / 2X, 'XMED =', D12.5, 2X, 'XM =', D12.5, 2X, 'VS =', D12.5,
#1 CM =', D12.5, 2X, 'PO =', D12.5, 2X, 'TEM =', D12.5)
C
914 FORMAT(/ 2X, D12.5)
C
915 FORMAT(/ 2X, 'FATOR DE NORMALIZACAO =', D12.5 / 2X, '*** PERFIL', I4,
#1 DE DENSIDADE DE UF6 =', I4, ' ***' // 7(1X, D12.5))
C
EAC
C
*****
*****
C
SUBROUTINE VAZAO (IC, IS, M, DI)
C
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
C
COMMON/VASAC/D(100),VE(100),VAZS1(100),VAZ11(100)
C
DIMENSION FL(100)
CC 1 I=10,M
FL(I)= VE(I)*D(I)
1 CONTINUE
J=IC
K=IS
2 JA=J+1
JAA=JA+1
KC=K-1
XLET=0.00
L=K-J
IF(L.EQ.1) GO TO 11
AUX=(-1.000)*L
IF(AUX) 3,6,6
3 XLIT=(FL(J)+FL(JA))*D1/2.00
CC 4 I=JAA,KC,2
XLET=XLET+4.00*FL(I)+2.00*AUX*(I+1)
4 CONTINUE

```

```

00003610
00003620
00003630
00003640
00003650
00003660
00003670
00003680
00003690
00003700
00003710
00003720
00003730
00003740
00003750
00003760
00003770
00003780
00003790
00003800
00003810
00003820
00003830
00003840
00003850
00003860
00003870
00003880
00003890
00003900
00003910
00003920
00003930
00003940
00003950
00003960
00003970
00003980
00003990
00004000
00004010
00004020
00004030
00004040
00004050
00004060
00004070
00004080
00004090
00004100
00004110
00004120
00004130
00004140
00004150
00004160
00004170
00004180
00004190
00004200
00004210
00004220
00004230
00004240
00004250
00004260
00004270
00004280
00004290
00004300

```

```

IF(K.EQ.M) GC TO 5
VAZSI(15)= XLIT*(FL(JA)-FL(K))+XLET*(DI/3.00)
GC TO 9
5 VAZII(15)= XLIT*(FL(JA)-FL(K))+XLET*(DI/3.00)
GC TO 10
6 DC 7 I=JA,KC,2
XLET=XLET+4*FL(I)+2.00*FL(I+1)
7 CCNTINUE
IF(K.EQ.M) GC TO 8
VAZSI(15)= (FL(J)-FL(K))+XLET*(DI/3.00)
GC TO 9

8 VAZII(15)= (FL(J)-FL(K))+XLET*(DI/3.00)
GC TO 10
9 J=IS
K=M
IF(J.EQ.K) GC TO 10
GC TO 2
11 IF(K.EQ.M) GC TO 12
VAZSI(15)= (FL(J)+FL(JA))*DI/2.00
12 VAZII(15)= (FL(J)+FL(JA))*DI/2.00
10 RETURN
END
C *****
SUBROUTINE MACH(R1,RE,XX,XM,DTM)
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
XM=1.400
R1=(XX-1.00)/2.00
R2=(XX+1.00)/2.00
R3=(XX-1.00)/R2
R4=(RE-R1)/DTM
1 XP=DSQRT((1+XM)*R4)**R3)*R2-1.00/R1
DA=CABS(XM-X)
IF(DA-1.0-05) 10,10,8
8 XM=XM
GC TO 1
10 RETURN
END
C *****
SUBROUTINE RAID(N,B,C,D,E,F)
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
COMMON/RAID/X(100),Y(100),Z(100)
NN=N-1
DC 1 I=2,NN
Y(I)=I-1)*C
G=D-E-F
XB=CARSIN(G/E*DSIN(Y(I)))
XA=3.141600-XB-Y(I)
X(I)=E/DSIN(Y(I))*DSIN(XA)
1 Z(I)=X(I)/B+0.500
X(I)=E+G
X(N)=E-G
Z(I)=X(I)/B+0.500
Z(N)=X(N)/B+0.500
Y(I)=0.00
Y(N)=3.141600
RETURN
END
C *****
BLOCK DATA
C
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
C
COMMON /VASAD/ D(100), VE(100), VAZSI(100), VAZII(100)
COMMON /RAIC/ RII(100), TETA(100), ICC(100)
DATA D / 100 * 0.00 /, VAZSI / 100 * 0.00 /, VAZII / 100 * 0.00 /
*, VE/100*0.00/
DATA RII / 100 * 0.00 /, TETA / 100 * 0.00 /, ICC / 100 * 0.00 /
END

```

00004317  
00004327  
00004330  
00004340  
00004350  
00004360  
00004370  
00004380  
00004390  
00004400  
00004410  
00004420  
00004430  
00004440  
00004450  
00004460  
00004470  
00004480  
00004490  
00004500  
00004510  
00004520  
00004525  
00004530  
00004540  
00004550  
00004560  
00004570  
00004580  
00004590  
00004600  
00004610  
00004620  
00004630  
00004640  
00004650  
00004660  
00004670  
00004680  
00004690  
00004700  
00004710  
00004720  
00004730  
00004740  
00004750  
00004760  
00004770  
00004780  
00004790  
00004800  
00004810  
00004820  
00004830  
00004840  
00004850  
00004855  
00004860  
00004865  
00004870  
00004875  
00004880  
00004890  
00004900  
00004910  
00004920  
00004930