

TENSÃO DE RUPTURA DE IMPULSO NAS MISTURAS
DE SF₆/N₂ EM CAMPOS DIVERGENTES

por

PAULO DE TARSO MEDEIROS

Campina Grande, agosto de 1982



M488t Medeiros, Paulo de Tarso.
Tensão de ruptura de impulso nas misturas de SF6/N2 em campos divergentes / Paulo de Tarso Medeiros. - Campina Grande, 1982.
177 f.

Dissertação (Mestrado em Ciências) - Universidade Federal da Paraíba, Centro de Ciências e Tecnologia, 1982.
"Orientação : Prof. S. R. Naidu".
Referências.

1. Comportamento Elétrico - Programa Computacional. 2. Tensão de Ruptura. 3. Misturas de SF6/N2. 4. Dissertação - Ciências. I. Naidu, S. R. II. Universidade Federal da Paraíba - Campina Grande (PB). III. Título

CDU 621:004.43(043)

AGRADECIMENTOS

Agradeço profundamente

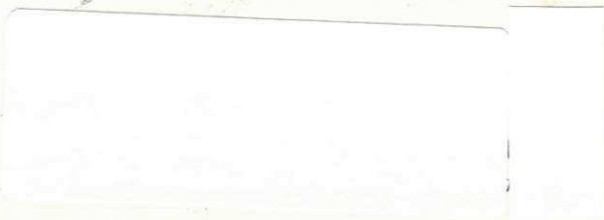
À Cozete, Jack Neto, Eugênio e mamãe pelo apoio em todos os momentos;


Aos companheiros do Laboratório de Alta Tensão pela inestimável colaboração prestada neste trabalho;

Ao colega Antonio Faustino fundador e responsável direto por todas as realizações do Laboratório de Alta Tensão.

À S. R. Naidu co-responsável pelo êxito deste trabalho,

À K. D. Srivastava idealizador do mesmo.





Em memória

de meu pai

amigo, conselheiro, in-

centivador que tão cedo

nos deixou.

RESUMO

Este trabalho teve como objetivo estudar o comportamento elétrico de misturas de SF_6/N_2 submetidas a tensão de impulso, de ambas as polaridades, para vários graus de não uniformidade do campo elétrico.

Um programa computacional foi desenvolvido para cálculo da tensão de iniciação de corona e determinação dos fatores de utilização dos arranjos estudados. A forma das descargas foi registrada através de fotografias.

ABSTRACT

The objective of this work is to study the electric behaviour of SF_6/N_2 mixtures which have undergone impulse voltage, of both polarities; for various degrees of non-uniformity electric field.

A computational programme has been developed to calculate the onset voltage and to determine the utilization factor of the geometry studied. The design of discharges has been registered through photographs.

Í N D I C E

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO	1
----------------------	---

CAPÍTULO II

MECANISMOS DE IONIZAÇÃO E RUPTURA EM GASES.	4
2.1. - O Mecanismo de Townsend	4
2.1.1. - Considerações Gerais	4
2.1.2. - Efeito da ionização das moléculas do gás	7
2.1.3. - Efeito das cargas espaciais.	9
2.1.4. - Efeito das emissões secundárias.	10
2.1.5. - Critério de Ruptura de Townsend.	11
2.2. - O Mecanismo Streamer	13
2.2.1. - Considerações Gerais	13
2.2.2. - Formação de streamers.	15
2.2.3. - A transição entre os mecanismos de ruptura	18
2.3. - Fenômenos de Ionização do nitrogênio(N_2).	19

2.4. - Ruptura em gases eletronegativos.	20
2.4.1. - Considerações Gerais	20
2.4.2. - Mecanismos de ionização de ruptura no SF ₆	23
2.5. - Fenômenos de ionização e ruptura em misturas de SF ₆ /N ₂	25

CAPÍTULO III

CÁLCULO DA TENSÃO DE INICIAÇÃO DE CORONA E DE RUPTURA EM GASES	35
3.1. - Cálculo da tensão de ruptura em campos uniformes.	36
3.2. - Cálculo de tensões de ruptura e iniciação de corona em campos não uniformes.	38
3.3. - Cálculos de tensões de ruptura e de iniciação de corona em misturas gasosas.	41
3.4. - Cálculo do campo elétrico e simulação de carga.	43
3.4.1. - Descrição do método	44
3.4.2. - Aplicação do método a uma configuração rod-plano.	46
3.4.2.1. - Derivação das equações de potencial e de campo.	47

3.4.2.2.	- Condições de contorno.	.50
3.4.2.3.	- Escolha dos parâmetros	.51
3.5.	- Cálculo da tensão de iniciação de corona para misturas de SF ₆ /N ₂ em configurações rod-plano.52
3.5.1.	- Cálculo do campo elétrico52
3.5.2.	- Cálculo da tensão de iniciação de corona56
Fluxograma64

CAPÍTULO IV

AIARELHOS, TÉCNICAS EXPERIMENTAIS E PROCEDIMENTOS..	67
4.1. - Câmara de testes	68
4.2. - Bucha de Alta Tensão	70
4.3. - Eletrodos	72
4.4. - Circuito de Ensaio	74
4.5. - Procedimentos experimentais	75
4.5.1. - Misturas dos gases	75
4.5.2. - Realização dos ensaios	77
4.6. - Conclusão	77
Apêndice 4.1.	85

CAPÍTULO V

RESULTADOS EXPERIMENTAIS	87
5.1. - Análise sistemática dos resultados	88
5.1.1. - Características de ruptura do N_2 para tensões de impulsos positivos	88
5.1.2. - Características de ruptura para mistura de SF_6/N_2 , considerando fixo o diâmetro do rod.	89
5.1.3. - Características de ruptura das misturas de SF_6/N_2 considerando fixa a pressão	91
5.2. - Análise estatística dos resultados.	94
5.3. - Comparação entre os resultados experi- mentais e teóricos	91
5.4. - Comparação dos resultados obtidos neste trabalho com os de outros autores.	99
5.5. - Trajetórias das descargas nas misturas de SF_6/N_2	102

CAPÍTULO VI

CONCLUSÕES	174
REFERÊNCIAS	174

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

O constante aumento na demanda de potência, assim como problemas econômicos e funcionais na transmissão de energia até os grandes centros consumidores, levou à utilização cada vez mais freqüente do Hexafluoreto de Enxofre (SF_6) como meio isolante nas subestações compactas e à intensificação das pesquisas em cabos isolados a gás. O SF_6 apresenta várias vantagens sobre os isolantes convencionais, entre as quais podem-se citar as baixas perdas dielétricas, boa condução de calor e boas propriedades de extinção de arco.

Existe um crescente interesse na utilização de misturas de SF_6 com outros gases de baixo custo que podem superar alguns problemas apresentados quando ele é utilizado isoladamente,

como sua grande sensibilidade à presença de poeira e asperezas em superfícies metálicas que causam fortes campos localizados em cabos isolados a SF_6 . O estágio de desenvolvimento das pesquisas em tais misturas mostra que as mesmas podem superar os problemas técnicos e adicionalmente proporcionam uma considerável redução no custo do isolamento, fazendo crer que poderão ser utilizadas em sistemas práticos dentro de pouco tempo.

Este trabalho fundamentou-se no estudo de descargas em misturas de SF_6/N_2 para configurações de campo não uniformes, tendo como principal parâmetro de variação o diâmetro dos eletrodos hemisféricos que foram utilizados. Procurou-se utilizar configurações de campo que apresentassem fatores de utilização ($\eta = E_{\text{médio}}/E_{\text{máx}}$) com valores percentuais da ordem dos encontrados nos cabos coaxiais isolados a SF_6 . Obteve-se $9,7\% < \eta < 44,2\%$, enquanto para os cabos isolados a SF_6 $\eta \approx 43\%$ ⁽¹⁸⁾, mostrando que as configurações de campo obtidas neste trabalho representam uma boa simulação das condições encontradas em cabos isolados a gás.

As pesquisas foram desenvolvidas para misturas de SF_6/N_2 , utilizando configurações de eletrodos rod-plano submetidos a tensão de impulso atmosférico (1.2/50 μ s) de ambas as polaridades, sendo avaliados os seguintes parâmetros: a) grau de uniformidade do campo elétrico através de variações do comprimento do gap e diâmetros dos rods; b) variação da pressão na câmara de testes para os valores de 1, 2, 3 e 4 atm; c) variação da percentagem de SF_6 presente na mistura com a utilização de 0, 1, 2, 5 e 10%. Além das medições experimentais foram calculados os va

lores das tensões de iniciação através da simulação computacional das condições de laboratório.

Os capítulos apresentados nesta dissertação descrevem os fundamentos teóricos das descargas em gases - métodos de cálculo de campo - montagem experimental - resultados experimentais e teóricos e a discussão destes resultados.

UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAIBA
Pró-Reitoria Para Assuntos do Interior
Coordenação Setorial de Pós-Graduação
Rua Aprígio Veloso, 832 Tel. (383) 321 7222-R 355
58.100 - Campina Grande - Paraíba

CAPÍTULO II

MECANISMOS DE IONIZAÇÃO E RUPTURA EM GASES

Introdução:

Neste capítulo são descritos os mecanismos de ionização e ruptura nos gases em geral. Em decorrência dos experimentos realizados neste trabalho o enfoque principal são os fenômenos de descarga e pré-descarga para os gases eletronegativos e em particular o SF_6 e suas misturas com outros gases relativamente inertes.

2.1. - O MECANISMO DE TOWNSEND:

2.1.1. - Considerações Gerais

Qualquer amostra de gás sob condições normais contém um

determinado número de íons e elétrons. Na superfície da terra a atmosfera contém uma média de 1000 íons positivos e negativos devido as radiações cósmicas e ultra-violeta e a radioatividade. Colocando dois eletrodos ao ar livre, serão emitidos elétrons de suas superfícies pelas mesmas causas. Em experiências de laboratório as taxas de ionização do gás e de emissão dos eletrodos podem ser bastante incrementadas pela utilização de fontes de radiação artificiais (i).

Seja o arranjo experimental mostrado na figura 2.1. Na ausência de campo elétrico há um equilíbrio no qual a taxa de produção de partículas carregadas é exatamente igual a taxa de recombinação. Se uma pequena tensão é aplicada aos eletrodos, produzindo uma intensidade de campo E de cerca de 1 V/cm, irá surgir uma corrente pelo movimento dos íons e elétrons já existentes. Se a corrente for bastante pequena, não haverá alteração no equilíbrio, sendo seu valor proporcional apenas a velocidade na qual os íons e elétrons movem-se para os eletrodos. Como as mobilidades das partículas são praticamente constantes sob estas condições, a densidade de corrente j será proporcional ao campo elétrico E . O gás é então um condutor ôhmico cuja condutividade depende da taxa de produção de íons e elétrons, do coeficiente de recombinação e das mobilidades.

Quando E e j aumentam, o equilíbrio é perturbado pelo número de íons e elétrons que alcançam os eletrodos e são neutralizados. Isto aumenta o coeficiente de recombinação efetivo reduzindo o número total de partículas carregadas presentes

no gás, tendo como resultado a diminuição da taxa de incremento da corrente com a tensão.

Se a taxa de produção de íons e elétrons permanece constante, uma condição limite é alcançada à medida que E cresce quando todos os íons e elétrons alcançam os eletrodos antes de terem tempo para se recombinar. O número total de cargas chegando aos eletrodos é então igual ao número total que são produzidas, assim

$$j = d \cdot e \cdot dn/dt \quad (2.1)$$

onde d é a distância entre os eletrodos, e a carga eletrônica e dn/dt a taxa total de produção de partículas carregadas por unidade de volume, supondo que todas possuem carga unitária. Esta densidade não depende de E nem das mobilidades, e é chamada de densidade de corrente de saturação. Entre o estágio em que j é proporcional a E e o estágio de saturação, a sua dependência em relação ao campo elétrico pode ser determinada considerando o efeito combinado da recombinação e da corrente para os eletrodos com a taxa de desaparecimento das cargas.

Normalmente a densidade de corrente sob estas condições é muito pequena (menor que 10^{-9} A/cm²). Este tipo de descarga não é auto-sustentável por sua dependência de uma fonte de radiação externa; é o ponto de partida para outros tipos de descarga e é quase invisível. A produção de uma descarga deste tipo sem utilização de fontes externas de radiação é conseguida através do aquecimento do cátodo para fornecimento de elétrons.

Com o aumento da tensão, a corrente cresce cada vez mais rapidamente até ser alcançado um valor de tensão V_B onde a corrente tem seu valor fixado pela resistência do circuito externo. A característica tensão x corrente é apresentada na figura 2.2. V_B é chamada de tensão de ruptura; seu valor depende das condições do gás e do espaçamento, forma e material dos eletrodos. A característica mostrada na figura 2.2 representa a Descarga de Townsend.

Os vários fatores que influenciam o mecanismo de ruptura formulado por Townsend serão descritos separadamente, ao lado de uma breve análise matemática dos mesmos.

2.1.2. - Efeito da ionização das moléculas do gás

Considere-se inicialmente um vaso contendo gás em baixa pressão e dois eletrodos que possibilitam a criação de um campo uniforme E devido as suas grandes dimensões em comparação com o espaçamento entre eles (figura 2.3). Uma fonte de radiação externa de intensidade constante incidindo no cátodo faz com que haja emissão de elétrons do mesmo. Quando E cresce, os elétrons que deixam o cátodo são acelerados cada vez mais entre duas colisões com partículas neutras, até que suas energias de colisão com estas partículas esteja freqüentemente acima do valor de ionização. Assim, alguns elétrons conseguem ionizar átomos durante o percurso do cátodo para o ânodo, produzindo íons positivos e elétrons adicionais. Estes elétrons podem também produzir

colisões ionizantes e assim sucessivamente. Isto corresponde ao incremento na corrente acima do valor de saturação, para o qual o número de elétrons chegando ao ânodo por segundo é maior do que os que deixam o cátodo além dos íons positivos que chegam a este eletrodo.

Townsend explicou este incremento, introduzindo o coeficiente α , conhecido como 1º coeficiente de ionização de Townsend, definido como o número de colisões ionizantes realizadas em média por um elétron quando ele percorre um centímetro na direção do campo elétrico.

Se o espaçamento entre os eletrodos é igual a d , então a corrente será

$$i = n_0 \cdot e \cdot \exp(\alpha d)$$

$$= i_0 \exp(\alpha d)$$

UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA (2.2)
 Pró-Reitoria Para Assuntos do Interior
 Centro de Ensino Superior de Pós-Graduação
 Rua Apr. da Velha 872 - Tel. (33) 321 7222-R 355
 58.100 - Campina Grande - Paraíba.

onde i_0 é a corrente eletrônica no cátodo e é dependente apenas do efeito fotoelétrico da radiação externa. A diferença $(i - i_0)$ é a corrente dos íons positivos que chegam ao cátodo junto com todas as colisões ionizantes feitas por elétrons no gás. Os elétrons emitidos (n_0) são chamados de elétrons primários e i_0 a corrente primária.

Outra expressão para i pode ser obtida para o caso onde o efeito da radiação externa não é a emissão de elétrons pelo cátodo, mas sim a fotoionização no gás. Supondo que em um

comprimento unitário na direção do campo existam n_i pares iônicos produzidos por segundo; para um comprimento dx distante x do cátodo, o aumento dn no fluxo de elétrons por segundo é devido parcialmente a ionização pelos elétrons entrando no elemento; n por segundo, e parcialmente pela ionização dos átomos dentro do elemento (figura 2.4), assim

$$i = \frac{n_i \cdot e}{\alpha} \{ \exp(\alpha d) - 1 \} \quad (2.3)$$

se não existe ionização por colisão, a corrente de saturação será dada por $(n_i \cdot e \cdot d)$; chamando isto de i_o , tem-se

$$i = \frac{i_o \{ \exp(\alpha d) - 1 \}}{\alpha d} \quad (2.4)$$

Esta equação não é muito usada; já que a fotoionização de átomos do gás requer fótons de frequência muito maior do que a fotoemissão das superfícies metálicas.

2.1.3. - Efeito das cargas espaciais

Pela observação das equações (2.1) a (2.4) verifica-se que o campo elétrico deve ser uniforme. Se as correntes passam a ser muito altas, esta uniformidade será afetada pela presença de cargas espaciais. Devido a diferença nas mobilidades, os pares íon-elétron que são produzidos ou por fotoionização ou por colisão de elétrons não alcançam o cátodo e ânodo

com a mesma velocidade. A diferença é tão grande que os íons são considerados estacionários através do gás, o que provoca a acumulação de carga espacial em diferentes regiões. Perto do cátodo os íons se acumulam de tal forma que sua concentração é muito maior que a dos elétrons. No ânodo, onde a corrente é produzida exclusivamente por elétrons estes devem ter uma concentração máxima (e os íons concentração zero), mas que é ainda muito menor que a dos íons no cátodo. O resultado é que a concentração de íons predomina em todo o gap, exceto em uma pequena região junto ao ânodo. Esta carga espacial distorce o campo original E , de acordo com a equação de Poisson

$$\epsilon \frac{\delta^2 E}{\delta x^2} = -\rho \quad (2.5)$$

onde ρ é a densidade de carga líquida e x a distância do cátodo. A figura 2.5 mostra graficamente esta distorção. O efeito da carga espacial é muito pequeno sobre a maior parte da característica de corrente mostrada na figura 2.2 mas em considerações mais rigorosas deve ser lembrado que sempre existem cargas espaciais em todas as descargas.

2.1.4. - Efeito das emissões secundárias

De acordo com a equação (2.2), um gráfico de $\log i$ x d deveria resultar em uma linha reta de inclinação α em um experimento onde E seja uniforme e constante. Na prática é sem-

pre verificado que tal gráfico diverge da linearidade para grandes valores de i e d de tal maneira que o crescimento de i torna-se muito maior que o esperado (figura 2.6).

A produção extra de partículas carregadas resultando no crescimento imprevisto da corrente, pode ser explicada pelos efeitos secundários, o mais óbvio dos quais é causado pelos íons positivos. Para explicar os resultados observados, Townsend introduziu o 2º coeficiente de ionização (γ), que é aplicado igualmente aos outros efeitos secundários como por exemplo a emissão fotoelétrica do cátodo devido a incidência de fótons produzidos por átomos excitados. De uma maneira geral os processos secundários podem ser descritos como o número equivalente de elétrons emitidos do cátodo para cada íon positivo produzido no gás. Levando em consideração o 2º coeficiente de ionização de Townsend a corrente será dada por

$$i = i_0 \frac{\exp(\alpha d)}{1 - \gamma \{\exp(\alpha d) - 1\}} \quad (2.6)$$

2.1.5. - Critério de ruptura de Townsend

De acordo com a equação (2.6) a corrente de Townsend torna-se teoricamente infinita se

$$1 - \gamma \{\exp(\alpha d) - 1\} = 0 \quad (2.7)$$

ou

$$\gamma_{\exp(\alpha d)} = \gamma + 1$$

desde que $\gamma \ll 1$, tem-se

$$\gamma_{\exp(\alpha d)} = 1 \quad (2.8)$$

que é conhecido como o critério de ruptura de Townsend. Deve ser notado que $\gamma_{\exp(\alpha d)}$ é o número de elétrons secundários emitidos por $\exp(\alpha d)$ íons positivos. O critério define o início de um processo auto-sustentável onde cada elétron primário produz um elétron secundário que pode então manter o processo independentemente de fontes de radiação externa.

Existem várias dificuldades no uso do critério de Townsend. Ele se refere a uma condição estacionária onde a corrente deve ser mantida constante em qualquer valor, quando de fato a ruptura tende a aumentar indefinidamente, só podendo ser controlada pelo circuito externo. Outra falha encontrada na formulação deste critério é a suposição de que o campo elétrico é uniforme, mas como mostrado na seção 2.1.3, o aumento da corrente perto da ruptura pode produzir distorção provocada pela presença de cargas espaciais (figura 2.5). Por outro lado se a tensão de ruptura for calculada da equação (2.8), levando em consideração valores de E/p para os quais os valores de α e γ sejam conhecidos e fixando um valor de d que satisfaça a equação, obtendo assim a tensão ($E \cdot d$), os resultados teóricos mostram boa con-

cordância com os valores experimentais.

2.2. - O MECANISMO STREAMER

2.2.1. - Considerações Gerais

As limitações feitas as hipóteses levantadas quando da derivação de expressões teóricas, e o avanço da física atômica em geral e das observações experimentais em particular, mostram que o mecanismo de Townsend é inábil para explicar muitas outras observações.

O resultado mais conflitante entre teoria e resultados experimentais é o tempo requerido para a formação de um canal para uma descarga auto-sustentável. O período de tempo necessário para que isto ocorra é usualmente chamado de "formative time lag" da ruptura. A ordem de magnitude de tais tempos, calculados através das equações obtidas no mecanismo de Townsend, depende do tipo de emissão secundária e do número de avalanches geradas que são necessárias para a produção da ruptura.

Através de medições experimentais dos tempos formativos (formative times), utilizando pulsos de tensão, foi observado que os mesmos são muito menores do que pode ser previsto pelo mecanismo de Townsend através de qualquer efeito secundário⁽²⁾.

Além das limitações já citadas na seção anterior, outra dificuldade para justificação do mecanismo de Townsend encontra-

se na interpretação do mecanismo de formação da descarga (spark) para valores elevados de $p \cdot d$. Aqui, em muitos casos a descarga (spark) é ramificada e tem a forma de zig-zague. O mecanismo de Townsend não prediz de forma alguma uma explicação para este comportamento. Para campos não uniformes, além da descarga não ter uma forma retilínea verifica-se que o material do cátodo não tem nenhuma influência nos valores das tensões de ruptura.

Como consequência do mecanismo de ruptura proposto por Townsend não poder ser utilizado em todos os casos e de acordo com o trabalho experimental realizado por Raether com o intuito de observar o desenvolvimento de descargas, a teoria streamer foi proposta em 1940 por Meek e Loeb para streamers positivos e independentemente por Raether para streamers negativos (3).

As primeiras pesquisas para investigação de como eram formadas as descargas (spark formation) em campos uniformes, revelaram que além da ocorrência de avalanches outra forma distinta de ionização também se desenvolve. Em campos não uniformes em que podem ocorrer descargas localizadas e portanto mais facilmente observáveis (2), a formação de canais de ionização completamente diferentes das avalanches eletrônicas indicaram que aconteciam outros processos além daqueles previstos pelo mecanismo de ruptura de Townsend.

Os canais de ionização são bastante delgados e ramificados podendo ser iniciados em tensões relativamente baixas para ânodos assimétricos e são capazes de alcançar grandes distâncias. Este fenômeno é conhecido como streamer (canal). Os proces

streamers desenvolvem-se em intervalos de tempo muito curto da ordem de 10^{-8} segundos. Se por um lado este fato sugere uma explicação para os curtos intervalos de tempo em que ocorrem as rupturas, torna muito difícil o estudo experimental destes transitórios (2).

A avalanche constitui o "embrião" da maioria dos processos de ionização, incluindo o fenômeno streamer. Ao contrário do mecanismo de Townsend onde se despreza o efeito das cargas espaciais na formação de campos localizados que podem distorcer o campo original, o mecanismo streamer leva em consideração o efeito de tais campos causados pelos íons e elétrons na cabeça da avalanche. O campo originalmente aplicado torna-se distorcido quando as cargas espaciais alcançam uma magnitude comparável com o mesmo. Quando isto acontece, segundo a teoria streamer cria-se uma instabilidade resultando na formação de streamers que se movem rapidamente em direção ao ânodo e cátodo partindo da cabeça da avalanche. Estes streamers formam um canal plasmático altamente condutor através do gap e acontece a ruptura. O número de cargas que causam a instabilidade na cabeça da avalanche (carga crítica) foi proposto por Reather sendo de aproximadamente 10^8 elétrons. O comprimento da avalanche quando é atingido este número de cargas é chamado de comprimento crítico da avalanche.

2.2.2. - Formação de streamers

Se em uma geometria constituída de dois eletrodos

planos paralelos um elétron parte do cátodo e forma uma avalanche eletrônica cuja carga espacial torna-se crítica em $x=d$, isto é, perto do ânodo, uma acumulação de íons positivos será deixada após os elétrons terem sido absorvidos pelo ânodo⁽²⁾.

Durante a formação da avalanche primária acontece a excitação de átomos do gás ao mesmo tempo que ocorrem ionizações. Os estados excitados têm tempos de duração muito pequenos que podem ser de até 10^{-13} segundos. Assim, antes que a avalanche alcance sua extensão total serão emitidos fótons destes estados excitados quando eles retornam a seu estado normal (ver figura 2.7a).

Estes fótons serão lançados em todas as direções e absorvidos em várias distâncias de suas origens, dependendo do coeficiente de absorção μ do gás. Muitos processos combinados podem levar a fotoionização, resultando em novos fotoelétrons disponíveis no gás em várias distâncias da cabeça da avalanche (ver figura 2.7b) que continua avançando em direção ao ânodo. Se ela atinge um tamanho crítico, os campos das cargas espaciais que serão criados na cabeça da avalanche, serão da mesma ordem de magnitude que o campo original. Desde que o coeficiente de ionização α muda rapidamente com pequenas variações de E , este aumento de campo pode efetivamente incrementar a ionização produzindo as avalanches auxiliares de segunda geração que podem ser iniciadas por qualquer dos fotoelétrons localizados nas proximidades, como mostra a figura 2.7b.

Similarmente, todas as avalanches auxiliares emiti-

rão fótons quando de sua formação como mostrado na figura 2.7b e c. Estes fótons criam novos fotoelétrons que são capazes de juntamente com os fotoelétrons mais velhos provocarem o surgimento de avalanches auxiliares de terceira geração (ver figura 2.7c). Como o campo de cargas espaciais distorce apreciavelmente o campo original, os elétrons não seguem por muito tempo seu roteiro inicial. Além disto muitas avalanches são criadas ao mesmo tempo causando as ramificações observadas em tais descargas, sendo que o campo original atua sempre como guia para o tronco principal da descarga (figura 2.7d).

Na figura 2.7d, uma acumulação de íons positivos criados pela avalanche primária cresce em direção ao cátodo com a carga de duas avalanches secundárias. Isto leva ao surgimento de um canal ionizado do ânodo para o cátodo, cuja densidade de carga é equivalente a da cabeça da avalanche. Os elétrons nas cabeças das duas avalanches auxiliares (figura 2.7d) são absorvidos pelas cargas espaciais positivas. Na figura 2.7e, a ponta da streamer formou dois ramos que crescem como resultado das avalanches mais próximas. Os elétrons movem-se no canal em direção ao ânodo em virtude de um gradiente de potencial existente dentro do canal.

Na figura 2.7f a propagação da ponta em um streamer continua enquanto a outra para de avançar devido a falta de avalanches que o realimentem. Se este processo continuar, a forma final do canal streamer pode ser algo parecido com o mostrado na figura 2.7g, com numerosos ramos incompletos.

A existência de um campo uniforme aumenta a probabilidade de formação de um canal streamer completo. Isto decorre do fato que a ionização por colisão eletrônica é uma grandeza que varia estatisticamente e é muito dependente da energia dos elétrons e por conseguinte do campo elétrico. Como E é suficientemente elevado em qualquer ponto entre os eletrodos, a probabilidade de que um elétron forme uma avalanche é muito grande. Isto assegurará a existência de avalanches capazes de alimentar a ponta do streamer fazendo-o avançar. A situação é diferente para campos não uniformes onde podem surgir descargas localizadas (corona) logo após o campo crítico ser estabelecido na cabeça da avalanche, sem que isto leve necessariamente a ruptura do gap. É importante observar que os streamers propagam-se sem qualquer contribuição do cátodo.

2.2.3. - A transição entre os mecanismos de ruptura

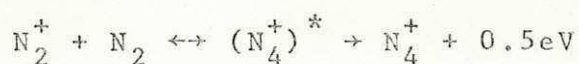
Não existe nenhum fenômeno observável entre os dois mecanismos de ruptura existentes que mostre qualquer mudança abrupta que possa ser indicativa da transição de um mecanismo para outro.

De acordo com a ilustração apresentada na figura 2.8, pode-se verificar como se processa esquematicamente a transição de uma ruptura de Townsend para uma ruptura streamer. As figuras 2.8(a) e (b) ilustram o surgimento de várias avalanches a

partir de uma avalanche anterior. Os diferentes comprimentos de avalanche mostram o caráter estatístico do fator de amplificação. Cada geração de avalanche eletrônica irá deixar uma nuvem de íons positivos atrás dela cuja maior densidade ocorre junto ao ânodo. Assim uma distorção do campo começa a se desenvolver com o aumento de E perto do cátodo e uma queda de E junto ao ânodo. Como α é uma função muito sensível e não linear de E, o incremento na amplificação perto do cátodo compensa o decréscimo perto do ânodo. Em outras palavras, $\int_0^d \alpha dx$ irá aumentar e pode alcançar o valor crítico que leve a transição para um streamer, e para a ocorrência de ruptura. A presença de carga espacial positiva perto do ânodo é ilustrada na figura 2.8c e a figura 2.8d mostra a transição para um streamer pelas avalanches cujos elétrons viajam ao longo do canal para o ânodo.

2.3. - FENÔMENOS DE IONIZAÇÃO NO NITROGÊNIO (N₂)

A ionização do nitrogênio (N₂) resulta na formação de íons N₂⁺ através da reação: N₂ + e → N₂⁺ + 2e. O estado normal do N₂⁺ tem um potencial aparente de 15.6 eV⁽⁴⁾. Vários outros íons como N₃⁺, N₄⁺ e N⁺ podem estar presentes nas descargas e suas concentrações variarão de acordo com as condições experimentais. O mais comum destes íons é o N₄⁺ produzido pela reação:



A concentração de N₄⁺ varia com E/p e ele prevalece so

bre o N_2^+ para baixos valores de E/p e maiores pressões. A energia de 0.5eV é emitida na forma de fotoemissão.

A molécula do N_2 tem vários estados ativos e metaestáveis que podem complicar os mecanismos de ruptura das misturas de SF_6/N_2 para campos não-uniformes.

O mecanismo de ruptura do N_2 em configurações de campo não-uniformes dependerá da geometria do eletrodo, polaridade da tensão aplicada e da composição do gás. O último fator é muito importante devido a sensibilidade dos fenômenos de ionização do N_2 contaminado com outros gases. Malik e Qureshi⁽⁵⁾, observaram que poucas partes por milhão de O_2 ou H_2O podem alterar apreciavelmente o comportamento das rupturas no N_2 puro.

2.4. - RUPTURA EM GASES ELETRONEGATIVOS

2.4.1. - Considerações Gerais

O mecanismo de ruptura em gases eletronegativos é de particular interesse em engenharia de alta tensão em virtude da grande utilização destes gases nos mais variados equipamentos de potência. Gases como o Hexafluoreto de Enxofre (SF_6) possuem rigidez dielétrica muito maior do que o ar ou o N_2 para as mesmas condições.

Um dos processos mais importantes que levam estes gases a possuir esta alta rigidez dielétrica, é a captura de elétrons pelas moléculas neutras do gás para formação de íons nega

UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA
 Pró-Reitoria Para Assuntos do Interior
 Coordenação Setorial de Pós-Graduação
 Rua Aprígio Veloso 882 Tel (083) 321-7222-R 355
 58.100 - Campina Grande - Paraíba

tivos. Como os íons de ambas as polaridades têm uma massa muito grande para produzir colisões ionizantes, a captura de elétrons (attachment) representa uma maneira efetiva de remoção de elétrons que poderiam contribuir para o desenvolvimento da avalanche. Isto tem maior importância quando a captura ocorre perto do cátodo, pois neste caso, aproximadamente $\exp(\alpha d)$ elétrons são removidos efetivamente ao invés de apenas um⁽³⁾. Exemplos de processos de captura são:

Captura direta (Direct attachment) $XY + e \rightarrow XY^-$

Captura dissociativa (Dissociative attachment) $XY + e \rightarrow X + Y^-$

estas reações ocasionam a captura de elétrons e assim tendem a prevenir ou eliminar a formação de avalanches eletrônicas. X é normalmente um átomo de carbono ou enxofre e Y é um halogênio.

A equação (2.6) pode ser modificada para incluir os efeitos da formação de íons positivos e negativos. Um coeficiente de captura (η) é definido por analogia com α , como o número de colisões de capturas feitas por um elétron percorrendo um centímetro na direção do campo, e a equação que fornece a corrente média em uma configuração de campo uniforme será:

$$I = \frac{I_0 \left\{ \frac{\alpha}{\alpha - \eta} \exp(\alpha - \eta) \frac{\eta}{\alpha - \eta} \right\}}{1 - \gamma \frac{\alpha}{\alpha - \eta} \{ \exp(\alpha - \eta) d - 1 \}} \quad (2.9)$$

Da mesma forma que no critério original de Townsend, a condição para o surgimento de uma descarga auto-sustentável, independen-

te de i_0 é obtida quando o denominador de (2.9) for zero, isto é,

$$\gamma \frac{\alpha}{\alpha - \eta} \{ \exp(\alpha - \eta)d - 1 \} = 1 \quad (2.10)$$

desta equação pode-se concluir que para qualquer valor em que $\alpha \geq \eta$ poderá ocorrer ruptura independentemente dos valores de α , η e γ , supondo apenas que a distância entre eletrodos d seja suficiente.

Entretanto, para $\eta > \alpha$ a equação (2.10), aproxima-se de uma forma assintótica para valores crescentes de d

$$-\gamma \frac{\alpha}{\alpha - \eta} = 1 \quad (2.11)$$

ou

$$\alpha = \frac{\eta}{1 + \gamma} \quad (2.12)$$

Esta é uma condição que depende apenas de E/p e estabelece um limite para E/p abaixo do qual não podem ocorrer descargas para nenhum valor de d . Se γ é muito pequeno em comparação com a unidade (normalmente $\gamma \approx 10^{-4}$) o valor limite de E/p para gases eletronegativos pode ser conseguido da relação $\alpha = \eta$.

Obviamente o mecanismo de ruptura de streamer, modificado para levar em conta a captura de elétrons, pode também ser aplicado a gases eletronegativos (Ver seção 3.2).

2.4.2. - Mecanismos de ionização e ruptura no SF₆

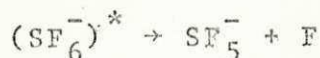
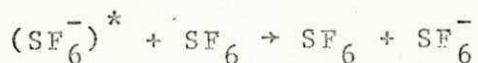
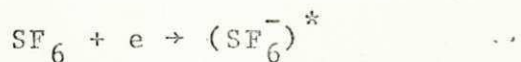
Entre os vários gases eletronegativos que possuem alta rigidez dielétrica, o SF₆ tem as propriedades mais favoráveis que o qualificam para utilização como isolante em engenharia de alta tensão. Algumas destas propriedades são: quimicamente inerte, não inflamável, incombustível, não tóxico e bom condutor de calor⁽⁴⁾.

Investigações experimentais em campos não-uniformes mostram que as características tensão x pressão para polaridade positiva apresentam um comportamento onde se destacam um máximo bastante pronunciado ($p_{m\grave{a}x}$) na faixa de 1 a 3 atm dependendo da configuração dos eletrodos. Como mostrado na figura 2.9⁽⁶⁾, em uma pressão p_{min} (ligeiramente maior que $p_{m\grave{a}x}$) a tensão de ruptura cai subitamente para um valor consideravelmente menor e então cresce novamente com o aumento na pressão. A região anterior a p_{min} é conhecida como região de estabilização de corona, na qual verifica-se que o início dos streamers ocorre em uma tensão bem menor do que o início da descarga (spark). Os streamers de corona são gerados perto do ânodo, onde o campo é bastante intensificado e movem-se em direção ao cátodo deixando atrás deles uma carga espacial positiva. Com a ajuda da fotoionização a carga positiva espalha-se em torno da ponta do ânodo, fazendo com que haja um aumento aparente em seu diâmetro e consequentemente uma oposição ao crescimento posterior da ionização.

A descarga (spark) inicia-se quando a avalanche produz íons negativos na região do cátodo em uma taxa suficientemente elevada para neutralizar as cargas positivas, permitindo aos streamers alcançarem o cátodo. Quando a pressão aumenta, a absorção de fótons pelo SF_6 também é incrementada, reduzindo a fotoionização na área do ânodo e enfraquecendo a cobertura positiva. Isto leva a tensão de ruptura a assumir valores próximos do nível de iniciação de corona sendo que para valores de pressão maiores que P_{min} , o início da descarga ocorre no mesmo nível da tensão de iniciação de corona.

Em geral, a alta rigidez dielétrica do SF_6 é o resultado do caráter eletronegativo do gás. Isto é, sua natureza eletrofílica promove a formação de íons negativos pela captura de elétrons livres, antes das energias dos elétrons tornarem-se suficientemente altas para produzir ionização.

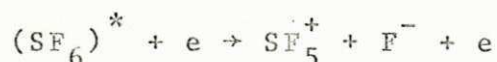
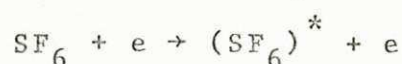
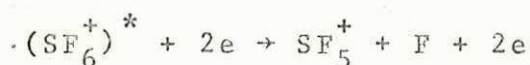
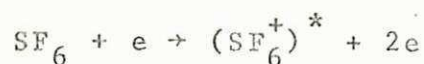
Dados experimentais mostram que a captura de elétrons no SF_6 leva a formação de vários tipos de íons negativos, tendo o SF_6^- e o SF_5^- como as principais espécies. O SF_6^- e o SF_5^- são produzidos através das seguintes reações de captura de elétrons de baixa energia⁽⁴⁾.



o íon mais abundante é o SF_6^- . Verifica-se entretanto que as con-

centrações relativas de $\bar{S}F_6^-$ e SF_5^- variam com E/p.

Em relação a produção de íons positivos, no SF_6 , o SF_5^+ é o íon mais comum. A reação para produção do mesmo é um processo de captura secundária seguido de dissociação:



O aparecimento do SF_5^+ indica o início da ionização no gás, que acontece de acordo com os valores dos coeficientes de ionização e captura (α e η respectivamente).

2.5. - FENÔMENOS DE IONIZAÇÃO E RUPTURA EM MISTURAS DE SF_6/N_2

Vários estudos em misturas de SF_6 com nitrogênio (N_2) e outros gases foram realizados ao longo dos últimos 20 anos (7), em configurações de campo uniforme e não-uniformes, utilizando tensões AC, DC e mais recentemente tensões de impulso. Uma das primeiras investigações em misturas de SF_6/N_2 foi realizada por ~~FOORD~~ (4, 8), Utilizando uma geometria ponta-plano e aplicando uma tensão DC positiva o autor mostrou que a adição de nitro-

UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA
Pré-Reitoria Para Assuntos de Interior
Coordenação Setorial de Pós-Graduação
Rua Aprígio Veloso 882 Tel (833) 321-7222-R 355
58.100 - Campina Grande - Paraíba

gênio ao SF_6 reduzia a rigidez dielétrica da mistura e em consequência, questionou-se sobre a redução ou modificação da importância relativa do mecanismo de formação de íons negativos.

Malik e Qureshi⁽⁷⁾, examinaram e compararam as propriedades elétricas isolantes de vários gases e suas misturas com o SF_6 , considerando várias geometrias de campo. Para campos uniformes, verificou-se que a adição de pequenas percentagens de SF_6 ao nitrogênio resultava em um apreciável aumento da rigidez dielétrica do N_2 . Como exemplo, foi mostrado que em uma mistura de SF_6/N_2 com 5% de SF_6 , a rigidez dielétrica da mesma é cerca de 60% do SF_6 puro. Um acréscimo posterior de SF_6 a mistura não resultava em um incremento tão rápido da rigidez dielétrica e a influência benéfica da adição do SF_6 nas características de ruptura do N_2 tendia a saturação. A explicação apresentada para tal fato foi a de que uma pequena quantidade de SF_6 poderia capturar todos os elétrons de baixa energia da mistura, causando um apreciável aumento na rigidez dielétrica e uma posterior adição de SF_6 tem um efeito relativamente pequeno na rigidez dielétrica da mistura^(5,9).

Kuffel e Yializis⁽¹⁰⁾, mostraram que a tensão de ruptura de impulso positiva do nitrogênio para uma configuração ponta-plano na faixa de pressões entre 1 e 2,5 atm aumentava consideravelmente com a adição de pequenas quantidades (<1%) de SF_6 . Farish⁽¹¹⁾, mostrou resultados similares para misturas de SF_6/H_2 considerando-se iguais condições.

Para impulsos de polaridade negativa a configuração

ponta-plano, Yializis⁽⁴⁾, mostrou que para baixos valores de pressão e pequenos comprimentos de gap a tensão de ruptura das misturas de SF_6/N_2 diminuía lentamente a medida que a percentagem de SF_6 era reduzida de 100 até 10%. Menores quantidades de SF_6 resultavam em uma maior taxa de perda da rigidez dielétrica que torna-se mínima para 100% de N_2 . Sob as mesmas condições mas com grandes pressões e maiores gaps a tensão de ruptura das misturas caía significativamente para quantidades de SF_6 relativamente altas.

Em geral, as informações existentes sobre as propriedades de misturas de SF_6/N_2 indicam que certas características das mesmas são superiores as do SF_6 e nitrogênio puros. Assim, os experimentos ora descritos são plenamente justificáveis, especialmente levando-se em consideração o fato de que o emprego de tais misturas em sistemas práticos será muito mais facilmente conseguido se as percentagens de qualquer dos gases constituintes não forem muito pequenas, sendo então mais fácil a obtenção das quantidades exatas de cada gás. Além disto, os cálculos de fatores de utilização para cabos isolados a gás apresentam valores compatíveis com os obtidos nos experimentos realizados neste trabalho (ver Capítulo I).

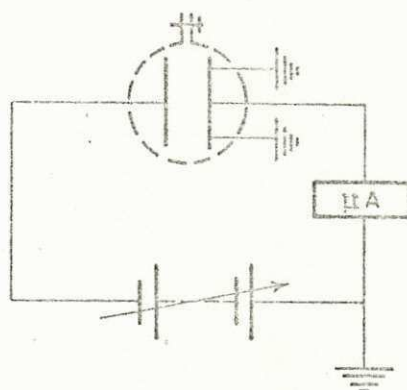


Figura 2.1. - Aparelho para estudo de correntes de pré-ruptura (média)

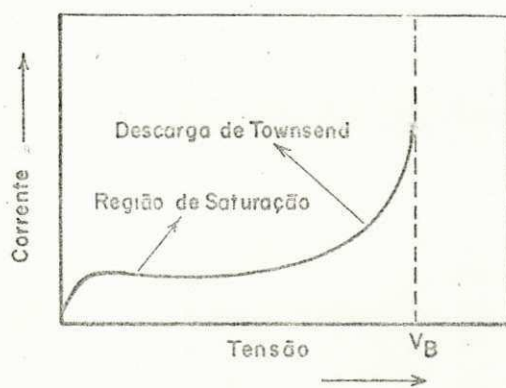


Figura 2.2. - Característica de descarga na região de Townsend

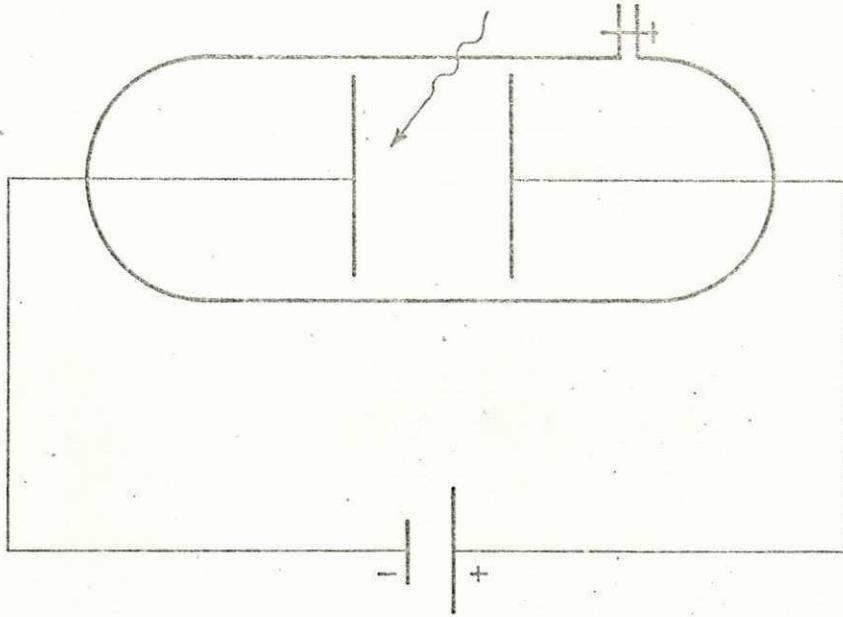


Figura 2.3. - Vaso contendo eletrodos planos que possibilitam a criação de campo elétrico uniforme submetido a fonte de radiação externa.

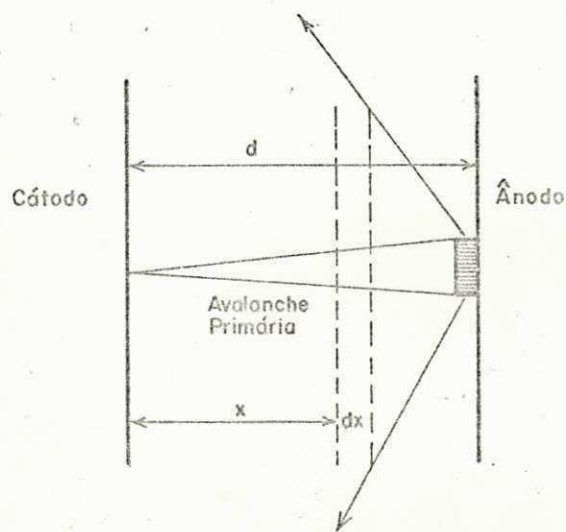


Figura 2.4. - Emissão de fótons da ponta de uma avalanche primária

UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA
 Pró-Reitoria Para Assuntos do Interior
 Coordenação Geral de Pós-Graduação
 Rua Aprígio Veloso, 882, Tel. (083) 321 7222-R 355
 58.100 - Campina Grande - Paraíba

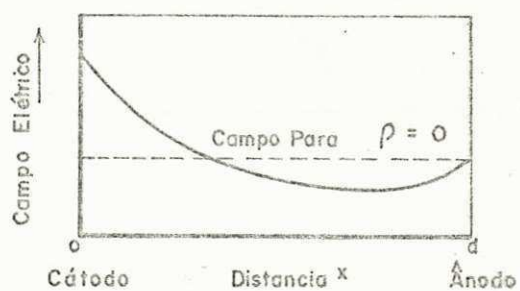


Figura 2.5. - Distorção do campo elétrico devido a presença de cargas espaciais.

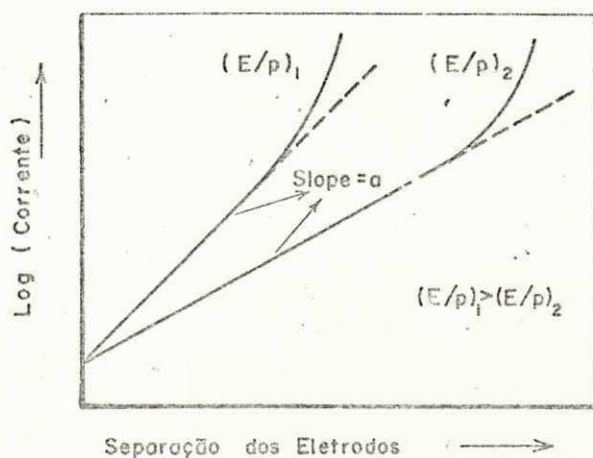
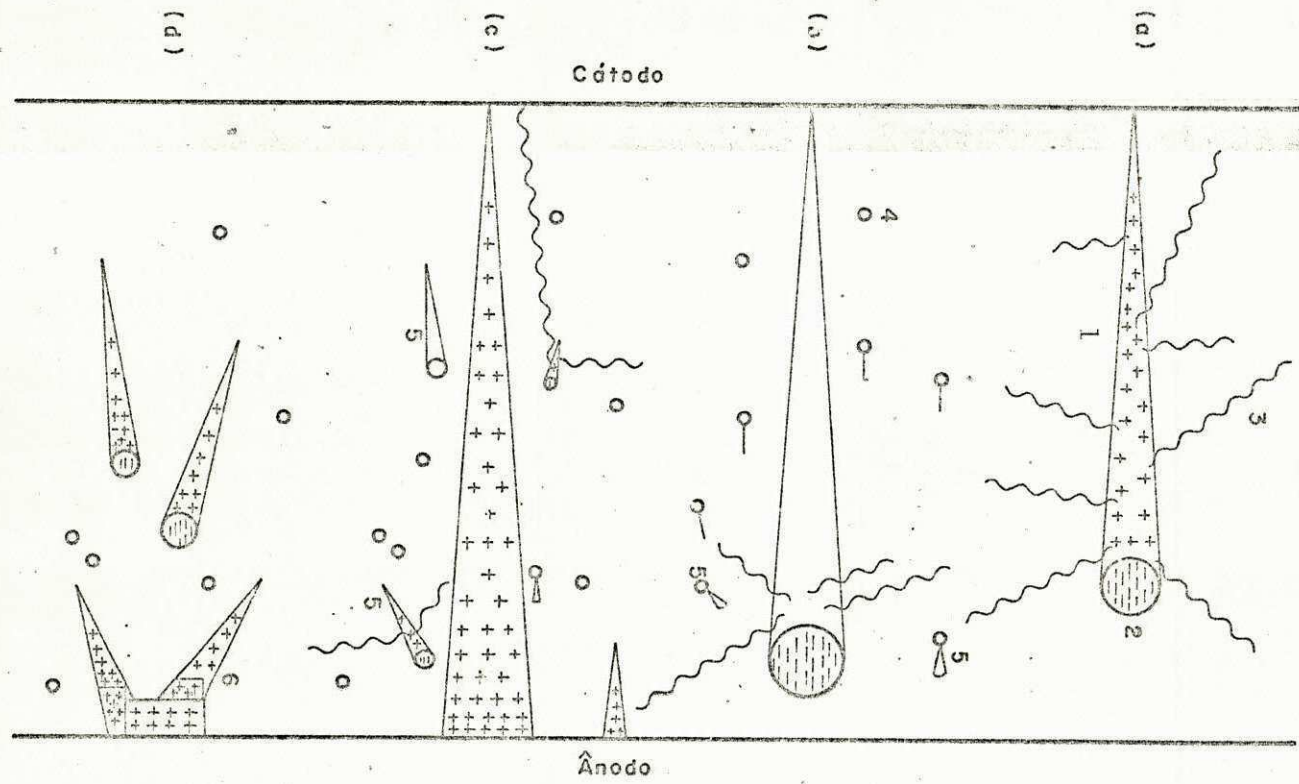
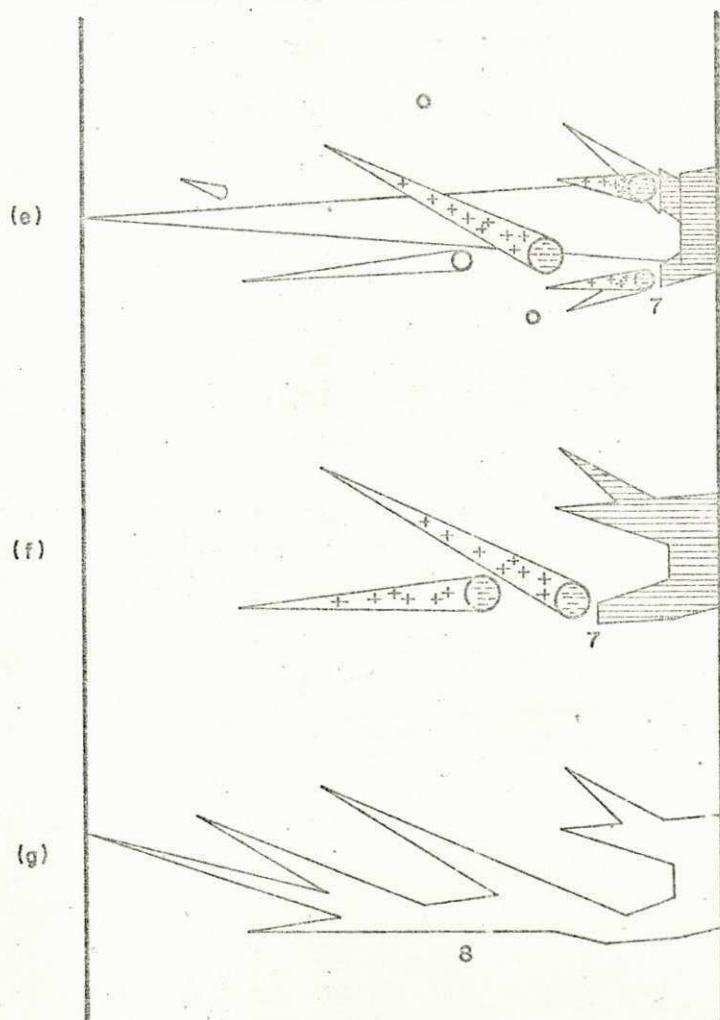


Figura 2.6. - Variação da corrente de Townsend com o espaçamento dos eletrodos, para campo uniforme.





UNIVERSIDADE FEDERAL DA PALESTINA
 Pró-Reitoria para Assuntos de Ensino
 Coordenação Superior de Pós-Graduação
 Rua Aprigo Veloso, 882 - Tel. (085) 321-7222-11 355
 58.100 - Campina Grande - Paraíba

Figura 2.7. - Diagrama esquemático mostrando o desenvolvimento de uma avalanche para um streamer em um campo uniforme: 1 - carga espacial positiva de uma avalanche. 2 - carga espacial negativa de uma avalanche. 3 - Fótons emitidos da avalanche. 4 - Fotoelétrons. 5 - Avalanches auxiliares produzidas por fotoelétrons. 6 - Ponta do streamer. 7 - Propagação da ponta do streamer através da realimentação de avalanches. 8 - O canal streamer completo com algumas ramificações.

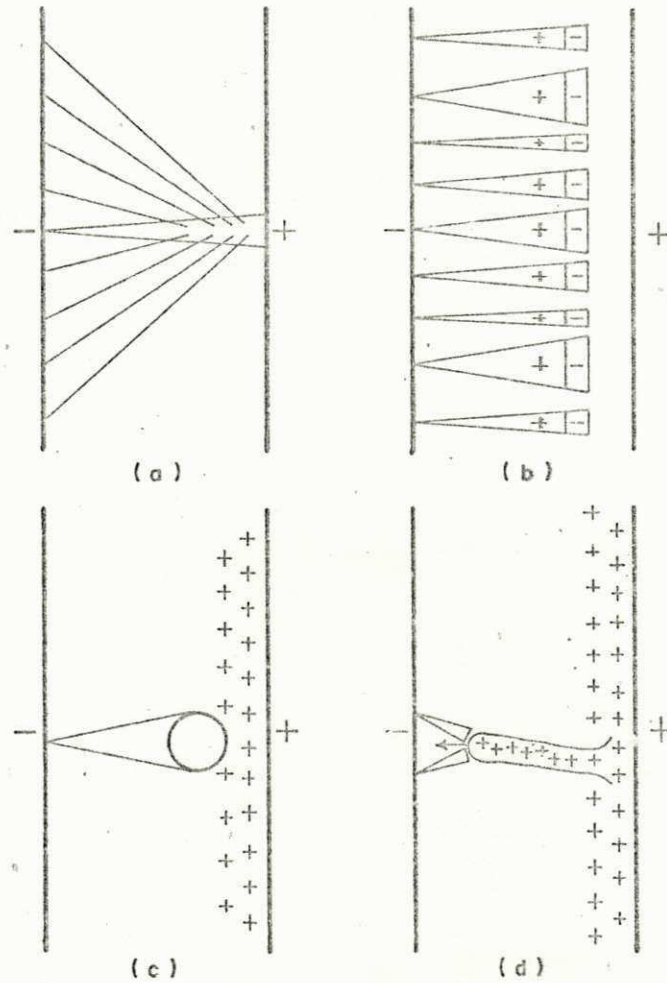


Figura 2.8. - A transição entre a geração de uma descarga de Townsend e uma descarga streamer. (a) Uma avalanche emite fótons para produzir fotoelétrons no cátodo. (b) Os fotoelétrons produzem avalanches de tamanhos variáveis com elétrons espalhando-se com a mesma velocidade. (c) Carga espacial positiva acumulada no ânodo, aumentando o campo e fazendo crescer o tamanho da avalanche até encontrar o tamanho crítico. (d) Um streamer cresce da avalanche em direção ao cátodo.

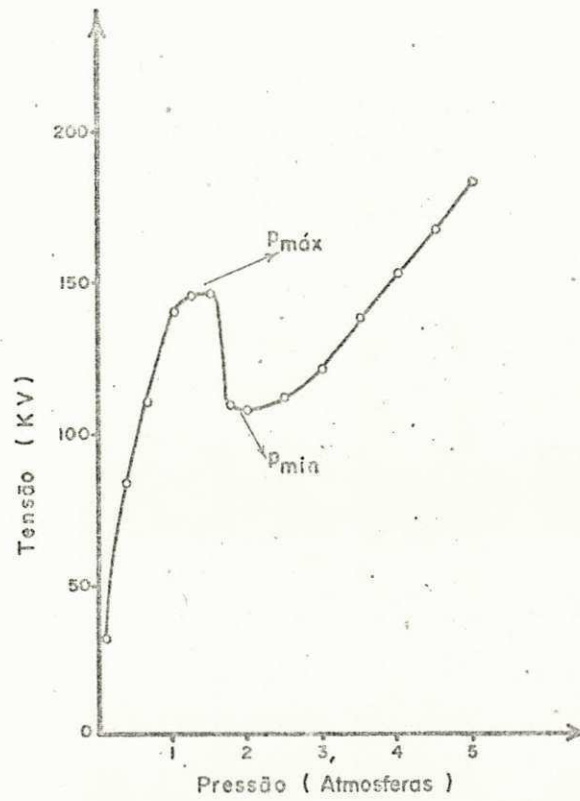


Figura 2.9. - Tensão de ruptura positiva para rod de 0,125cm de diâmetro e gap de 1,5 de comprimento. A região de estabilização de corona encontra-se antes de P_{min} .

CAPÍTULO III

CÁLCULO DA TENSÃO DE INICIAÇÃO DE CORONA E DE RUPTURA EM GASES

Introdução:

O conhecimento de tensões de ruptura e de iniciação de corona para várias geometrias de gap é de fundamental importância no projeto de equipamentos de alta tensão. Muitas fórmulas empíricas são encontradas em textos especializados a partir das quais pode-se calcular as intensidades de campo de ruptura ou de iniciação de corona. Entretanto fórmulas empíricas são válidas apenas dentro de certas faixas, e a extrapolação de valores pode levar a erros consideráveis. É de grande interesse prático em muitos problemas de engenharia, a aplicação das teorias de ruptura para o projeto de equipamentos de alta tensão.

3.1. - CÁLCULO DA TENSÃO DE RUPTURA EM CAMPOS UNIFORMES

Baseado no critério de Townsend para rupturas em gases, o crescimento da corrente devido aos vários processos primários e secundários para campos uniformes, pode ser escrito como:

$$i = i_0 \frac{\exp(\alpha d)}{1 - \gamma \{\exp(\alpha d) - 1\}} \quad (3.1)$$

onde:

i = corrente no gap

i_0 = corrente devido apenas as fontes ionizantes externas

d = comprimento do gap

α = número de colisões ionizantes para um elétron por unidade de comprimento na direção do campo aplicado

γ = 2º coeficiente de ionização de Townsend, que é responsável por todos os processos secundários

A equação (3.1) descreve um estado invariável, ou seja, a tensão deve ser suficientemente baixa para que não ocorra ruptura. Esta irá acontecer quando o denominador de (3.1) tornar-se zero,

$$\gamma \{\exp(\alpha d) - 1\} = 1 \quad (3.2)$$

UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA
Pró-Reitoria Para Assuntos do Interior
Coordenação Serotical de Pós-Graduação
Rua Aprígio Veloso 832 Tel (31) 321-7222-R 355
58.100 - Campina Grande - Paraíba

ou como $\exp(\alpha d) \gg 1$, podemos reescrever (3.2) como

$$\gamma \exp(\alpha d) = 1 \quad (3.3)$$

este é o critério de ruptura de Townsend para campos uniformes.

Sabendo-se que α e γ são fatores altamente dependentes de (E/p) e considerando os valores da pressão p e do gap "d" constantes, ter-se-á o campo elétrico E invariável ao longo do gap e conseqüentemente α e γ serão parâmetros constantes e bem determinados para cada situação. Assim, para um determinado gap, pode-se calcular o valor de campo elétrico para o qual a ruptura torna-se auto-sustentável, da seguinte forma:

a) para o gap = d e uma pressão = p, calcula-se o valor do campo elétrico E_1 , para uma tensão aplicada ao gap, V_1 .

b) a partir do valor de E_1 , tomam-se os valores de α e γ os quais já foram medidos para vários gases, em pressões de até 25mmHg⁽⁵⁾.

c) com os valores de α e γ , verifica-se se (3.3) é satisfeita.

d) em caso afirmativo, tem-se a ruptura do gap, tornando-se a descarga auto-sustentável. Caso contrário, aumenta-se o valor da tensão V , repetindo-se os itens a, b, c, até que seja satisfeito o critério de ruptura estabelecido por Townsend para campos uniformes.

3.2. - CÁLCULO DE TENSÕES DE RUPTURA E INICIAÇÃO DE CORONA EM CAMPOS NÃO-UNIFORMES

A existência de tempos de retardamento formativos (formative time lags) menores do que os exigidos pelo critério de Townsend para rupturas embora ocorra em todas as geometrias de campo elétrico; torna-se mais acentuado para geometrias onde exista um grau de não uniformidade bastante acentuado. Este e outros fatores como a forma das descargas, em campos não-uniformes levou a necessidade de se introduzir outro critério de ruptura que através de fórmulas empíricas ou semi-empíricas pudessem calcular valores de tensões de iniciação de corona ou de ruptura em experimentos de laboratório. Tal critério, que se baseia no crescimento de uma única avalanche para conseguir-se a ruptura, é o chamado critério Streamer (ver Capítulo 2). A equação originalmente proposta por Meek⁽¹²⁾ para a ruptura em campos não-uniformes, foi

$$\alpha_x \exp\left\{\int_0^x \alpha dx\right\} = KE_x \{x/p\}^{1/2} \quad (3.4)$$

Nesta equação, x = comprimento da avalanche no momento em que esta torna-se instável e são formados streamers. Este fenômeno acontece quando existem cerca de 10^8 cargas na cabeça da avalanche.

Em campos não-uniformes x pode ser menor do que o comprimento do gap.

α_x = Primeiro coeficiente de ionização de Townsend na cabeça da avalanche

ρ = densidade do gás

k = constante

Como o termo exponencial é preponderante na equação de Meek, podemos considerar que a mesma toma a seguinte forma

$$\int_0^x \alpha dx = k \quad (3.5)$$

O valor de k é igual a vinte para o ar na pressão atmosférica. Para o cálculo da tensão de iniciação de corona em campos não uniformes, negligenciando-se a presença de cargas espaciais, procede-se da seguinte forma:

- a) Calcula-se α para vários valores de x , devido a rápida variação deste parâmetro com a intensidade de campo E , como mostrado no gráfico apresentado na figura 3.1.
- b) Faz-se a integração do lado esquerdo de (3.5) e compara-se com k .
- c) Caso seja satisfeita a igualdade, tem-se o valor da tensão de iniciação de corona para o arranjo em estudo; caso contrário, aumenta-se o valor da tensão aplicada ao gap, recalcula-se o campo e repete-se todo o procedimento acima descrito.

Esta equação foi modificada por Pedersen^(12,13) que substituiu o termo direito de (3.5), por uma função que pudesse

levar em conta outros fatores tais como: %H₂O, fotoionização no gás, etc. Trabalhos posteriores mostraram que o comprimento da avalanche x e a densidade do gás ρ eram as variáveis dominantes e a equação (3.5) passou a ser escrita da seguinte forma:

$$\alpha_x \exp\left\{\int_0^x \alpha dx\right\} = G\{x, \rho\} \quad (3.6)$$

Para o ar na pressão atmosférica esta equação pode ser escrita como:

$$\ln(\alpha_x) + \int_0^x \alpha dx = g(x) \quad (3.7)$$

para resolução de (3.7) e conseqüente determinação da tensão de iniciação de corona, calcula-se $g(x)$ a partir de valores medidos da intensidade de campo para distribuições uniformes, desprezando-se também a distorção provocada pelas cargas espaciais. Tomam-se então os valores calculados para $g(x)$ e aplicam-se os mesmos a campos não uniformes. O erro introduzido pelo negligenciamento da distorção do campo é bastante reduzido⁽¹²⁾.

Para tensões de impulso, o cálculo das tensões de iniciação de corona para ambas as polaridades é bastante significativo, embora se possa verificar que as mesmas não apresentam resultados muito divergentes entre si. De acordo com Pedersen⁽¹³⁾, tem-se para streamers positivos (dirigidos para o cátodo); como mostrado esquematicamente na figura 3.2; a seguinte equação:

$$Ne_x = \exp\left(\int_0^x \alpha dx\right) \quad (3.8)$$

ou para o caso de gases eletronegativos

$$Ne_x = \exp\left\{\int_0^x (\alpha - \eta) dx\right\} \quad (3.9)$$

onde Ne_x é o número de elétrons na cabeça da avalanche e assume valores da ordem de 10^8 . O cálculo da tensão de iniciação de corona, acontece da mesma forma que descrito anteriormente. Para streamers dirigidos para o ânodo; mostrados esquematicamente na figura 3.3; tem-se:

$$Ne_x = \exp\left\{\int_{x-d}^d \alpha dx\right\} \quad (3.10)$$

ou para gases eletronegativos

$$Ne_x = \exp\left\{\int_{x-d}^d (\alpha - \eta) dx\right\} \quad (3.11)$$

3.3. - CÁLCULOS DE TENSÕES DE RUPTURA E DE INICIAÇÃO DE CORONA EM MISTURAS GASOSAS

A dependência de $(\alpha - \eta)/p = f(E/p)$ para o SF_6 e N_2 é dada da seguinte maneira⁽¹⁴⁾:

para o SF_6

$$\frac{\alpha_s - \eta_s}{p} = K \left\{ \frac{E(x)}{p} - \left(\frac{E}{p}\right)_{crit} \right\} \quad (3.12)$$

UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA
Pró-Reitoria Para Assuntos do Interior
Coordenação Setorial de Pós-Graduação
Rua Aprígio Veloso, 882, Tel. (33) 321-7222-R 355
58.100 - Campina Grande - Paraíba

e para o N_2

$$\frac{\alpha_N}{p} = A \exp\left(-B \frac{p}{E(x)}\right) \quad (3.13)$$

as constantes numéricas são

$$K = 27KV^{-1}$$

$$(E/p)_{crit} = 89KV \text{ cm}^{-1} \text{ bar}^{-1}$$

$$A = 5320 \text{ cm}^{-1} \text{ bar}^{-1}$$

$$B = 208KV \text{ cm}^{-1} \text{ bar}^{-1}$$

Pode-se mostrar que em uma mistura de gases α/p dos componentes é uma função da pressão total p_t . Com a razão $K_1 = (\text{pressão parcial do } N_2) / (\text{pressão parcial do } SF_6)$, consegue-se o valor da função α_{res}/p_t para a mistura:

$$\begin{aligned} \frac{\alpha_{res}}{p_t} &= \frac{1}{K_1+1} K \left(\frac{E}{p_t} - \left(\frac{E}{p_t} \right)_{crit} \right) \\ &+ \frac{K_1}{K_1+1} A \exp\left(-B \frac{p_t}{E}\right) \end{aligned} \quad (3.14)$$

esta dependência pode ser vista na figura 3.4. Para o cálculo da tensão de iniciação de corona, novamente é utilizado o critério streamer. Quando a avalanche alcança o valor crítico de aproximadamente 10^8 cargas na cabeça da mesma, o gap rompe ou há o surgimento de corona.

Para as misturas de SF_6/N_2 , esta condição é expressa pela seguinte relação:

$$\ln N \approx 18 = \int_0^{x_c} \left\{ \frac{P_t \cdot K}{K_1 + 1} \left(\frac{E(x)}{P_t} - \left(\frac{E}{P_t} \right)_{\text{crit}} \right) + \frac{K_1 P_t A}{K_1 + 1} \exp\left(-B \frac{P_t}{E(x)}\right) \right\} dx \quad (3.15)$$

Sendo x_c o comprimento crítico da avalanche e $E(x)$ a distribuição de campo ao longo do gap. Desde que o lado esquerdo de (3.15) satisfaça a igualdade, para uma determinada tensão V , obtêm-se o valor da ruptura ou de iniciação de corona. Se isto não acontecer, aumenta-se a tensão, recalcula-se o campo $E(x)$ e faz-se novamente os cálculos através de (3.15), até que seja satisfeito o critério estabelecido.

3.4. - CÁLCULO DO CAMPO ELÉTRICO USANDO A TÉCNICA DE SIMULAÇÃO DE CARGA

UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA
Pró-Reitoria Para Assuntos do Interior
Coordenação Setorial de Pós-Graduação
Rua Aprígio Veloso, 882. Tel. (83) 321-7222-R 355
58.100 - Campina Grande - Paraíba

Considerações gerais:

O cálculo de campos elétricos em sistemas físicos, requer a solução da equação de Laplace com as condições de contorno satisfeitas⁽¹⁵⁾. Isto pode ser feito ou através de métodos analíticos ou de métodos numéricos. Em alguns casos os sistemas físicos são tão complexos que soluções analíticas são muito difíceis ou impossíveis, sendo então utilizados métodos numéricos, o que ocorre na maioria das aplicações práticas de engenharia de alta tensão.

Os métodos numéricos disponíveis são geralmente baseados nos conceitos de integração ou diferenciação. A solução da equação de Laplace através de técnicas de diferenças finitas já foi obtida com bons resultados. Outra forma de solução desta equação é a sua utilização na forma integral, usando cargas discretas ou dividindo a superfície do eletrodo onde se quer calcular o campo em subseções de carga. A grande vantagem deste método é sua boa aplicabilidade a sistemas bi e tridimensionais (sem simetria axial) e a problemas que envolvam cargas espaciais.

3.4.1: - Descrição do método

O método da simulação de cargas consiste em se colocar um certo número de cargas fictícias fora da região onde se quer calcular o campo elétrico. O valor destas cargas, que geralmente são situadas no interior do condutor, deve ser calculado de tal maneira que seus efeitos integrados satisfaçam as condições de contorno, sendo estas condições checadas em um número determinado de pontos de contorno. Os potenciais das cargas são tomados como solução particular da equação de Laplace. A solução encontrada será então única dentro da região onde se pretende calcular o campo.

A geometria das cargas discretas utilizadas na simulação dos vários tipos de eletrodos existentes, varia com a forma destas. São usadas cargas pontuais que satisfaçam à superfí

cies terminadas esfericamente, linhas de carga de comprimento finito ou infinito, que são usadas em configurações cilíndricas e anéis de cargas simulando geralmente perfis com simetria axial. Com a combinação dessas três formas consegue-se simular com bastante precisão quase todas as configurações de eletrodos. Para se conseguir uma boa precisão, é necessário uma localização exata dessas cargas que podem ser em número muito grande, embora isto não seja importante com relação à solução final, é responsável pelo tempo dispendido computacionalmente bem como com a precisão dos resultados obtidos.

Para uma dada distribuição de cargas, o potencial $\phi(r, z)$ é o somatório dos potenciais resultantes das cargas individuais (1, 15, 16).

$$\phi(r, z) = \sum_{i=1}^n P_{ji} Q_i = V_j \quad j = 1, 2, \dots, m \quad (3.16)$$

onde

n = número de cargas no sistema

m = número de pontos no qual o potencial é especificado

P_{ji} = coeficiente de potencial, que podem também ser escritos como

$$P_{ji} = P(r_j, z_j; r_i', z_j') \quad (3.17)$$

onde (r_j, z_j) são as coordenadas de um ponto no contorno do eletrodo e (r_i', z_j') são as coordenadas da carga fictícia Q_i .

Para um conjunto de m pontos selecionados com potencial V_1 , a equação (3.16) quando escrita na forma matricial torna-se

$$\begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} \cdots & P_{1n} \\ P_{21} & P_{22} \cdots & P_{2n} \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ P_{n1} \cdots \cdots & \cdots & P_{nn} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} Q_1 \\ Q_2 \\ \vdots \\ Q_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_1 \\ V_1 \\ \vdots \\ V_1 \end{bmatrix} \quad (3.18)$$

Geralmente o número de pontos de contorno m é igual ao número de cargas n . Dada uma configuração particular, os coeficientes P_{ji} serão determinados pelas condições de contorno. Assim, a equação (3.18) pode então ser resolvida para as cargas Q_i .

3.4.2. - Aplicação do método a uma configuração rod-plano

Uma das primeiras aplicações da técnica da simulação de carga em problemas de alta tensão, foi no cálculo da distribuição de campo em configurações rod-plano. Como mostrado na figura 3.5 há várias maneiras que podem simular esta distribuição. Na figura 3.5(a) tem-se a simulação através de uma carga

puntual situada no centro do hemisfério e várias linhas de cargas semi-infinitas, que foi apresentada por Abou-Seada e Nasser⁽¹⁷⁾ e que será descrita neste texto. A figura 3.5(b) mostra a simulação, através de vários anéis de carga e de um número de linhas de cargas semi-infinitas.

3.4.2.1. - Derivação das equações de potencial e de campo

Define-se inicialmente a seguinte notação para um arranjo que contém um eletrodo cilíndrico com uma das extremidades com forma hemisférica e um plano infinito perpendicular ao eixo do cilindro, como ilustrado na figura 3.6(a).

GPL = comprimento do gap da extremidade do hemisfério ao plano

PTRAD = raio da ponta

GPOT = diferença de potencial entre os eletrodos

Para simplificação dos cálculos, uma representação por unidade é apresentada na figura 3.6(b), onde o raio do hemisfério é unitário e o comprimento do gap G é igual a razão G/R . O plano é substituído pelo eletrodo imagem. Além disto a diferença de potencial é unitária e a permissividade do meio é tomada como constante.

Escolhendo um sistema de coordenadas cilíndricas com a origem localizada na interseção do eixo cilíndrico (eixo z) com

nadas de qualquer ponto necessitam ser especificadas apenas para r e z .

O potencial ϕ em qualquer ponto $P(r, z)$ é a soma algébrica dos potenciais devido a qualquer número de cargas. A carga do hemisfério é representada como mostrado na figura 3.5(a), sendo que a carga puntual está localizada no centro da porção hemisférica tendo coordenadas $(0, G+1)$. A série de linhas de cargas semi-infinitas está situada ao longo do eixo da porção cilíndrica começando em pontos de coordenadas (r', A) , onde $r'=0$ e $A \geq G+1$. Esta série de n cargas junto com suas imagens no plano $z=0$ deve produzir uma superfície equipotencial de potencial unitário coincidindo com o contorno do eletrodo red. Se esta condição pode ser satisfeita com uma distribuição arbitrária de cargas, dentro das condições impostas acima, a simulação é encontrada. O plano $z=0$ terá sempre o potencial igual a zero. Isto é conseguido tomando-se as cargas imagens exatas com respeito a este plano.

Considerando a figura 3.6(b), o potencial ϕ em qualquer ponto (r, z) é

$$\phi(r, z) = \left(\frac{Q_p}{\ell_1} - \frac{Q_p}{\ell_2} \right) + \sum_{j=1}^n \left\{ Q_j \int_{A_j}^{\infty} \frac{dz'}{\sqrt{r^2 + (z' - z)^2}} - Q_j \int_{A_j}^{\infty} \frac{dz'}{\sqrt{r^2 + (z' + z)^2}} \right\} \quad (3.19)$$

onde Q_p = carga puntual total

Q_j = carga por unidade de comprimento de qualquer linha de cargas das n linhas começando em $(0, A_j)$.

e as equações que dão os coeficientes de potencial são

$$P(r, z) = \frac{1}{\sqrt{r^2 + (G+1-z)^2}} - \frac{1}{\sqrt{r^2 + (G+1+z)^2}} \quad (3.20)$$

$$V(r, z, A_j) = \ln \left(\frac{A_j + z + \sqrt{r^2 + (A_j + z)^2}}{A_j - z + \sqrt{r^2 + (A_j - z)^2}} \right) \quad (3.21)$$

O campo elétrico E em qualquer ponto (r, z) pode ser obtido de

$$E(r, z) = -\nabla\phi(r, z) = -\left(\frac{\delta}{\delta r}\phi(r, z) \cdot \vec{r} + \frac{\delta}{\delta z}\phi(r, z) \cdot \vec{z} \right) \quad (3.22)$$

Usando a derivada da equação (3.19), tem-se

$$E(r, z) = -\left\{ \left(Q_p \frac{\delta}{\delta r} P(r, z) + \sum_j^n Q_j \frac{\delta}{\delta r} V(r, z; A_j) \right) \cdot \vec{r} + \left(Q_p \frac{\delta}{\delta z} P(r, z) + \sum_j^n Q_j \frac{\delta}{\delta z} V(r, z; A_j) \right) \cdot \vec{z} \right\} \quad (3.23)$$

Os valores das derivadas parciais de (3.23) são obtidos diferenciando (3.20) e (3.21) parcialmente em relação a r e z .

3.4.2.2. - Condições de Contorno

Os contornos do eletrodo hemisférico, são divididos em duas partes. A cilíndrica e a hemisférica. O outro contorno é o plano em $z=0$. Existem portanto três condições de contorno a serem satisfeitas.

1) parte cilíndrica do eletrodo hemisférico.

O potencial de qualquer ponto na parte cilíndrica será tomado igual ao potencial do rod que é unitário. Para que isto seja satisfeito, valores selecionados de z , designados z_i , maiores ou iguais a $G+1$, com $r=1$, são substituídos em (3.19) junto com (3.20) e (3.21), assim

$$\phi(1, z_i) = 1, \quad z_i > G+1 \quad (3.24)$$

2) parte hemisférica

O potencial de qualquer ponto da parte hemisférica do contorno é também unitária. Considerando a figura 3.7(a), e aplicando-se a transformação

$$r = \text{sen } c$$

$$z = G+1 - \text{cos } c$$

tem-se então que (3.19) juntamente com (3.20) e (3.21), resultam em

$$\phi(c) = Q_p P(c) + \sum_{j=1}^n Q_j V(c, A_j) \quad (3.25)$$

onde

$$P_c = 1 - \frac{1}{\sqrt{\text{Sen}^2 c + (2F - \text{Cos} c)^2}} \quad (3.26)$$

$$V(c, A) = \ln \left(\frac{A+F-\text{Cos} c + \sqrt{\text{Sen}^2 c + (A+F-\text{Cos} c)^2}}{A-F+\text{Cos} c + \sqrt{\text{Sen}^2 c + (A-F+\text{Cos} c)^2}} \right) \quad (3.27)$$

onde $F=G+1$. Para satisfazer a condição de contorno de que o potencial é unitário na parte hemisférica, o potencial no ponto $c=0$, $(r, z) = (0, g)$ é tomado igual a zero e as derivadas (2θ , 4θ , etc) em relação a c no ponto $c=0$ são também iguais a zero.

3) parte plana do contorno

O potencial de qualquer ponto no plano $z=0$ é feito igual a zero. Esta condição é automaticamente satisfeita pelas cargas imagens que são simetricamente localizadas com respeito a este plano, figura 3.6(b).

3.4.2.3. - Escolha dos parâmetros

Para que se obtenha uma superfície equipotencial no contorno do eletrodo hemisférico, deve-se tomar bastante cuidado na escolha dos parâmetros z_i e A_j . A distribuição de potencial na superfície deste eletrodo foi computada para diferentes escolhas dos mesmos e para valores práticos de G/R , com G variando entre 50 e 500. Vários resultados com diferentes valores para z_i e A_j indicaram que para a superfície

equipotencial unitária, as condições de contorno adequam-se melhor quando $i=7$ e $j=9$. O exame dos resultados obtidos em computador indicaram que o potencial na superfície do contorno é razoavelmente preciso, com um erro de menos de 2%.

3.5. - CÁLCULO DA TENSÃO DE INICIAÇÃO DE CORONA PARA MISTURAS DE SF₆/N₂ EM CONFIGURAÇÕES ROD-PLANO

3.5.1. - Cálculo do campo elétrico

O cálculo do campo elétrico para as configurações de campo utilizadas neste trabalho foi realizado utilizando-se o método da simulação de carga descrito na seção anterior. Para a simulação em estudo, definiram-se os seguintes parâmetros de acordo com a figura 3.7(a).

- GTOT = comprimento total da região onde se deseja conhecer o campo
- G = distância entre a ponta do rod e o eletrodo plano
- PLANO = comprimento da metade da parte plana do eletrodo plano
- RB = raio da borda do eletrodo plano

Com a escolha do sistema de coordenadas cilíndricas, aproveitou-se a simetria axial do arranjo e as coordenadas de qualquer ponto puderam ser obtidas variando-se apenas r e z .

Não houve utilização do método das imagens, tendo o eletrodo plano sido simulado de acordo com as dimensões exatas daquele utilizado no arranjo experimental. O eletrodo hemisférico foi simulado como possuindo um comprimento finito de valor igual a $(GTOT - (G + 2RB))$. Para facilidade computacional, considerou-se um arranjo com potencial unitário para o rod e potencial zero para o eletrodo plano. Todas as cargas utilizadas na simulação, foram anéis de carga por adequarem-se melhor a geometria do arranjo. Assim, quando utilizar-se o termo carga, subentenda-se "anel de carga" a menos que seja dito o contrário.

Para o eletrodo plano utilizou-se a seguinte distribuição de cargas:

NBOR = número de cargas na borda do eletrodo plano em um total de 15.

NSPL = número de cargas localizadas na parte superior do eletrodo plano no total de 20.

NIPL = número de cargas localizadas na parte inferior do eletrodo plano em número de 20.

Para o eletrodo hemisférico, a distribuição utilizada foi:

NHEM = número de cargas localizadas na parte hemisférica deste eletrodo, totalizando 10.

NCIL = número de cargas situadas na parte cilíndrica em um total de 20.

NTOP = número de cargas situadas no topo do eletrodo perfazendo 10.

A distribuição de cargas, em número igual ao de pontos de contorno (90 no total), sendo estes localizados nas superfícies de ambos os eletrodos e tendo também a forma de anéis, é mostrada na figura 3.7(b).

Para o cálculo da intensidade das cargas fictícias, é necessário a formação de uma equação matricial semelhante a (3.18) sendo que, para este caso tomando-se em consideração as condições de contorno aqui exigidas, esta equação tem a seguinte forma:

$$\begin{bmatrix}
 P_{11} & P_{12} \cdots \cdots \cdots P_{190} \\
 P_{21} & P_{22} & & P_{290} \\
 \vdots & & & \\
 P_{401} & P_{402} & & P_{4090} \\
 P_{411} & P_{412} & & P_{4190} \\
 \vdots & & & \\
 P_{901} & P_{902} \cdots \cdots \cdots P_{9090}
 \end{bmatrix}
 \begin{bmatrix}
 Q_1 \\
 Q_2 \\
 \vdots \\
 Q_{40} \\
 \vdots \\
 Q_{41} \\
 \vdots \\
 Q_{90}
 \end{bmatrix}
 =
 \begin{bmatrix}
 1 \\
 1 \\
 \vdots \\
 1 \\
 \vdots \\
 0 \\
 \vdots \\
 0
 \end{bmatrix}
 \quad (3.28)$$

sendo que as condições de contorno são:

- 1) O potencial na superfície do eletrodo superior será unitário.
- 2) O potencial na parte cilíndrica deste eletrodo será também unitário.
- 3) O potencial no topo do eletrodo também é unitário.
- 4) O potencial de todo o eletrodo plano será feito igual a zero,

tanto nas partes inferior como superior do eletrodo como na borda do mesmo.

A matriz dos coeficientes de potencial (3.28) será formada a partir da expressão⁽¹⁵⁾:

$$p_j = \frac{1}{4\pi\epsilon} \cdot \frac{2}{\pi} \left(\frac{K(k_1)}{\alpha_1} - \frac{K(k_2)}{\alpha_2} \right) \quad (3.29)$$

$$\text{sendo: } \alpha_1 = -\sqrt{(r+r_j)^2 + (Z-Z_j)^2}, \quad \alpha_2 = \sqrt{(r+r_j)^2 + (Z+Z_j)^2}$$

$$k_1 = \frac{2\sqrt{r_j \cdot r}}{\alpha_1}, \quad k_2 = \frac{2\sqrt{r_j \cdot r}}{\alpha_2}$$

sendo $K(k)$ uma integral elíptica de primeira espécie.

Os termos de índice i referem-se a posição das cargas e os de índice j aos pontos de contorno, r representa o raio em questão e Z o comprimento sobre o eixo de simetria em relação ao plano de referência (figura 3.8).

Determina-se a intensidade das cargas, através da inversão da equação (3.28), procedendo-se então o cálculo do campo elétrico em vários pontos do eixo de simetria dos eletrodos. Para cada ponto, o campo é a soma das contribuições individuais de todos os anéis de carga usados na simulação. A maneira de checagem dos resultados que foi utilizada, é a do cálculo do potencial em um número de pontos sobre o eixo de simetria igual ao número de pontos onde o campo foi calculado. O primeiro destes pontos deve estar situado na superfície do eletrodo plano e o potencial cal-

culado a partir da simulação deve ser zero. O último ponto, está localizado na ponta da parte hemisférica do eletrodo rod, com potencial calculado igual a unidade. Caso se consiga que os potenciais destes pontos sejam os previamente determinados, obtém-se a simulação desejada e o campo elétrico será exatamente igual ao existente no arranjo experimental para as condições simuladas (figura 3.9).

3.5.2. - Cálculo da tensão de iniciação de corona

Para o cálculo da tensão de iniciação de corona, tomou-se o caso da aplicação de um impulso positivo no eletrodo hemisférico, sendo o eletrodo plano aterrado. Este procedimento leva a formação de streamers dirigidos para o cátodo (positivos), como mostrado na figura 3.2, onde a tensão de iniciação de corona é calculada a partir da equação (3.9). Neste trabalho, N_e foi tomado com o valor aproximado de 10^8 .

O cálculo de $(\alpha-\eta)$ foi realizado de acordo com Srivastava⁽¹⁹⁾, sendo que a dependência de $(\alpha-\eta)$ como função de (E/p) , obedece a relação

$$\begin{aligned}
 (\alpha-\eta)/p = & \exp(a_1(E/p)^{N-1} + a_2(E/p)^{N-2} \\
 & + a_3(E/p)^{N-3} + \dots + a_n) \quad (3.30)
 \end{aligned}$$

Os coeficientes a_1, a_2, \dots, a_n , dependem diretamente de (E/p) . Assim para o N_2 , tem-se faixas de variação para escolha destes coeficientes entre:

$$30 \leq E/p \leq 60 \text{ volt/cm. torr, } N=7$$

$$60 < E/p \leq 160 \text{ volt/cm. torr, } N=11$$

$$160 < E/p \leq 360 \text{ volt/cm. torr, } N=11$$

$$360 < E/p \leq 1000 \text{ volt/cm. torr, } N=11$$

Se para um dado valor de (E/p) calculado, este fosse menor ou igual a 30, tomava-se $(\alpha-\eta)/p=0$. Para o SF_6 , a faixa de variação dos coeficientes com (E/p) , é:

$$160 < E/p \leq 1000 \text{ volt/cm. torr, } N=11$$

Da mesma forma, qualquer valor calculado de (E/p) menor ou igual a 160, foi feito igual a zero.

Ressalte-se que o valor do campo que foi utilizado para cálculo destes coeficientes foi o valor p.u. multiplicado pela tensão que se estava aplicando ao gap. Para as misturas gasosas de SF_6/N_2 , utilizou-se fórmula bastante simples, levando em conta as pressões parciais dos gases componentes da mistura:

$$(\alpha-\eta)_{SF_6/N_2} = P_{k1} \cdot \left(\frac{\alpha-\eta}{p}\right) + P_{k2} \cdot \left(\frac{\alpha-\eta}{p}\right)_{SF_6} \quad (3.31)$$

onde P_{k1} é a pressão parcial de N_2 e P_{k2} a pressão parcial do SF_6 . Os termos $(\alpha-\eta)/p$ foram calculados pela equação (3.30) para cada um dos gases.

A integral para a equação (3.9) foi calculada através do método de integração de 1/3 de Simpson, sendo que para cada valor de tensão aplicada ao gap, seu valor era calculado e comparado a $\ln(Ne_x) = 18.41$. Se para uma dada tensão V_1 este valor era atingido, conseguia-se o valor da tensão de iniciação de corona, caso contrário, aumentava-se o valor da tensão de ΔV , recalculando-se o campo, o valor de $(\alpha-\eta)/p$ e $\ln(Ne_x)$ até que o critério fosse satisfeito.

Utilizando-se um computador IBM/370-145 e linguagem WATFIV, elaborou-se um programa computacional para cálculo da tensão de iniciação de corona cujo fluxograma é apresentado na figura 3.10.

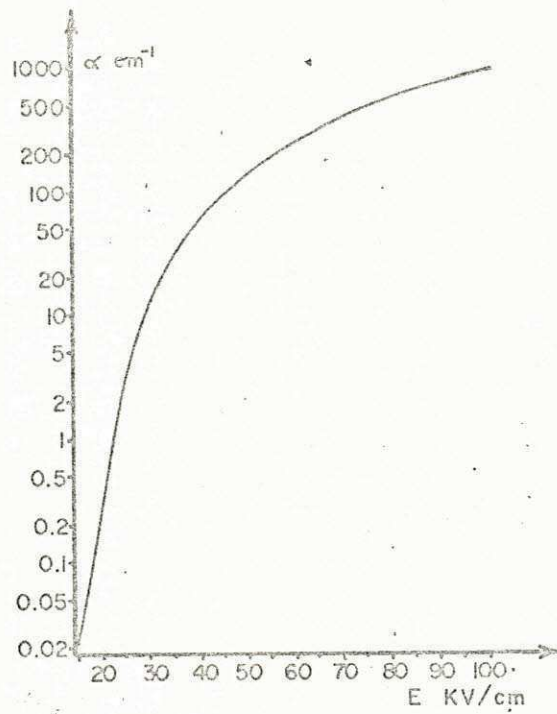


Figura 3.1. - Coeficiente de ionização de Townsend para o ar (760mmHg e 20°C).

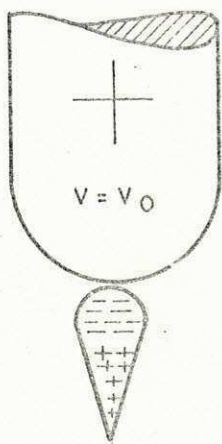


Fig. 3.2. - Streamer dirigido para o cátodo (positivo)

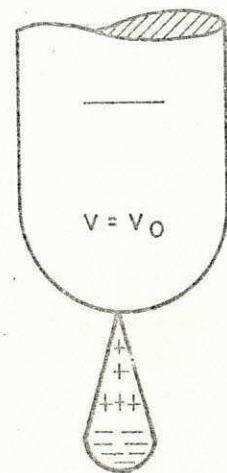


Fig. 3.3. - Streamer dirigido para o ânodo (negativo).

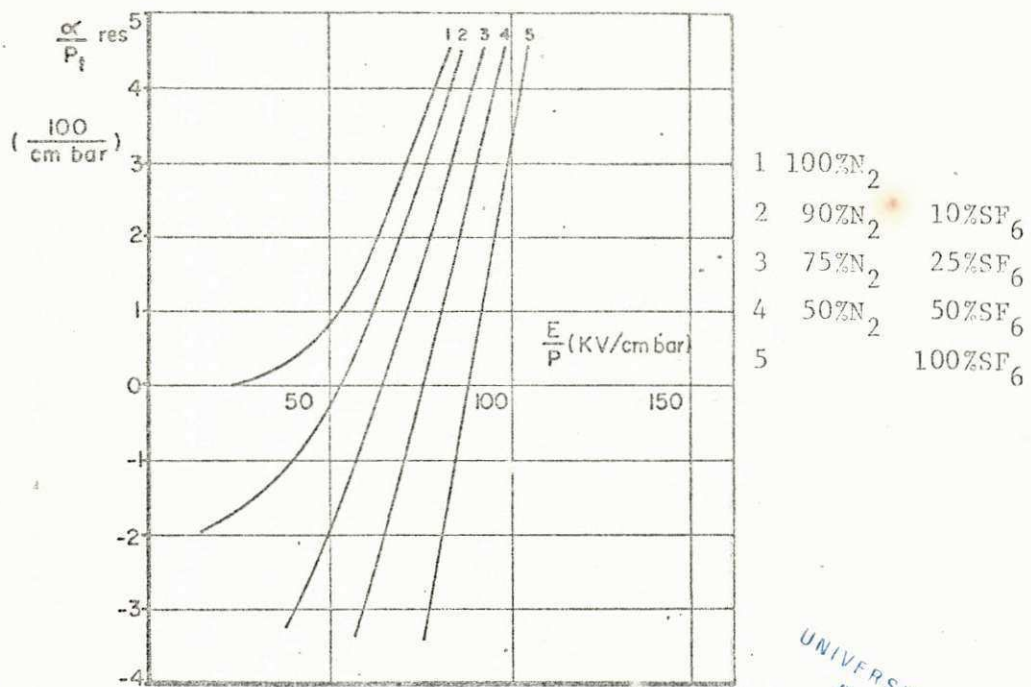


Fig. 3.4. - $\alpha/p = f(E/p)$ para misturas

UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA
 Pró-Reitoria Para Assuntos do Interior
 Coordenação Setorial de Pós-Graduação
 Rua Aprígio Veloso, 882 - Tel. (083) 321-7222-R 35
 58.100 - Campina Grande - Paraíba

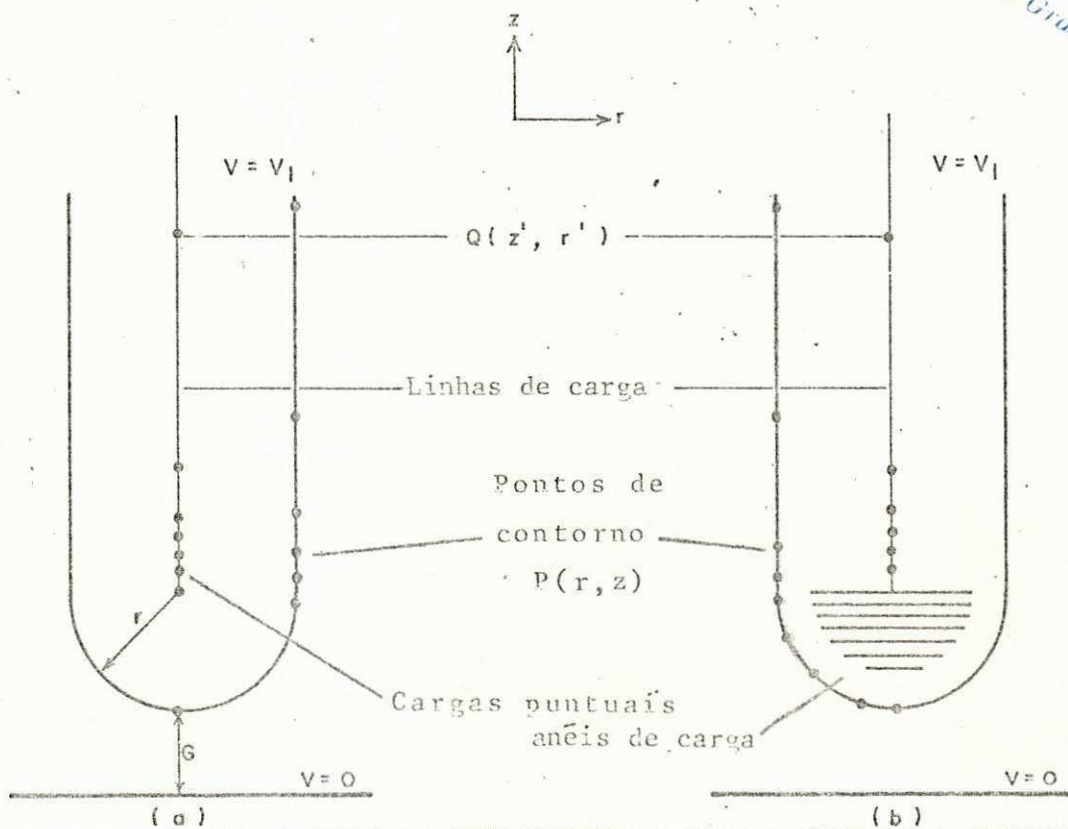


Fig. 3.5. - Simulação da distribuição de campo para uma configuração rod-gap. a) Usando uma carga puntual e várias linhas de carga. b) Usando um número de anéis de carga e vários segmentos semi-infinitos de linhas de carga.

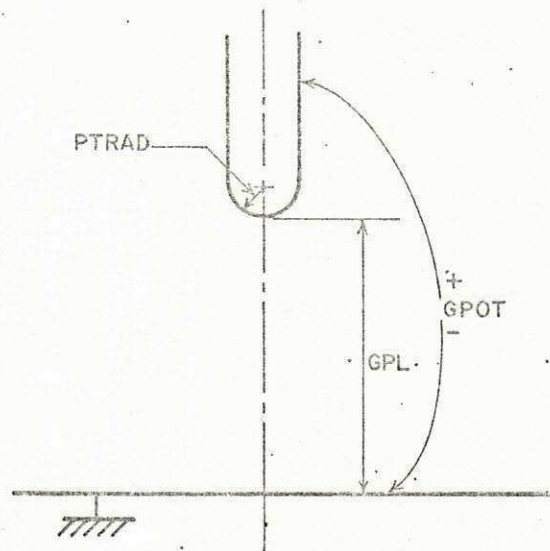
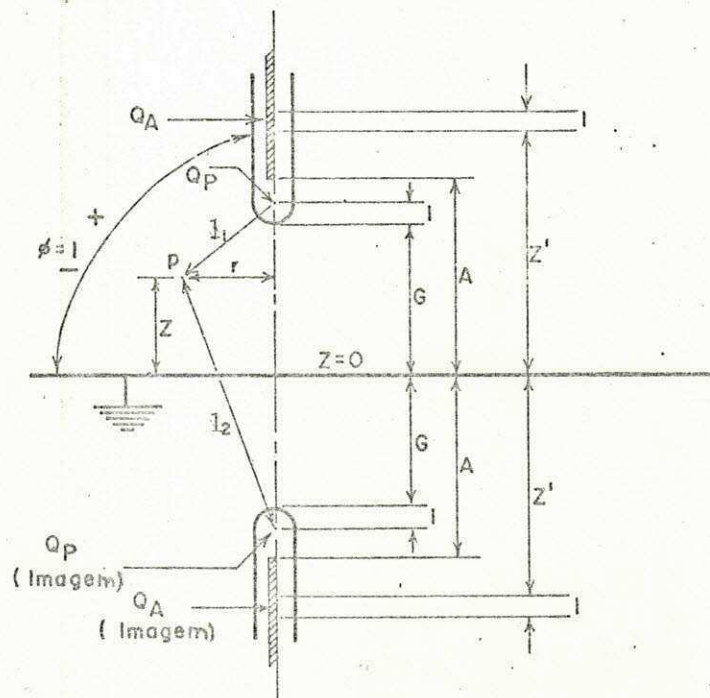


Fig. 3.6. a) Eletrodos rod-plano.



b) Problema modificado utilizando cargas imagens.

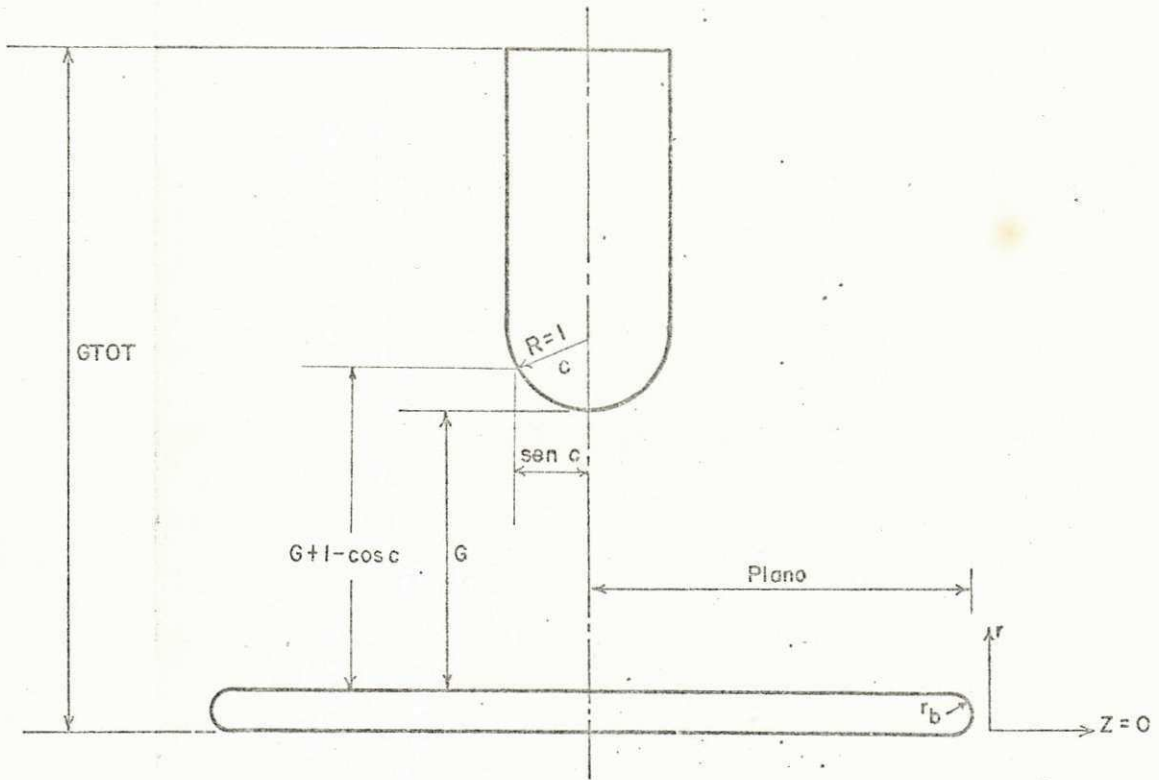
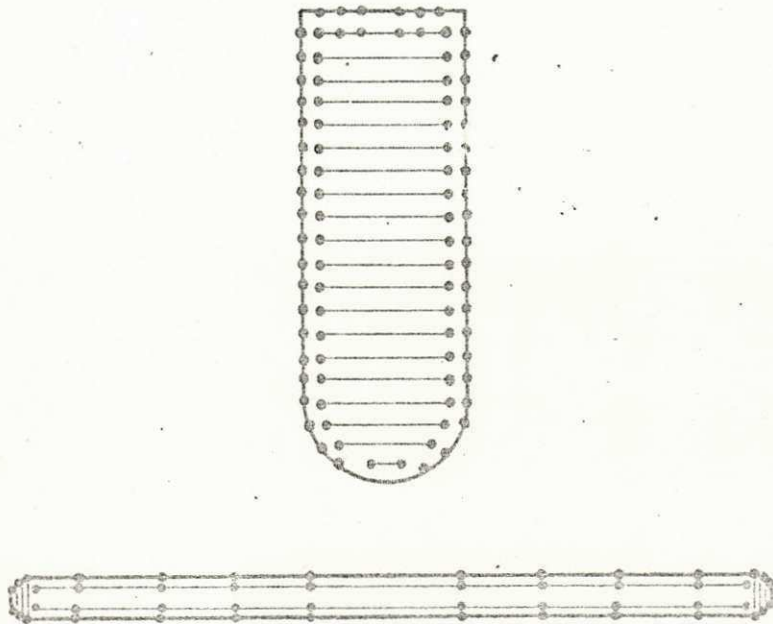


Fig. 3.7. - a) Definição dos parâmetros para aplicação do método da simulação a este trabalho.



b) Distribuição dos anéis de carga para simulação utilizada neste trabalho.

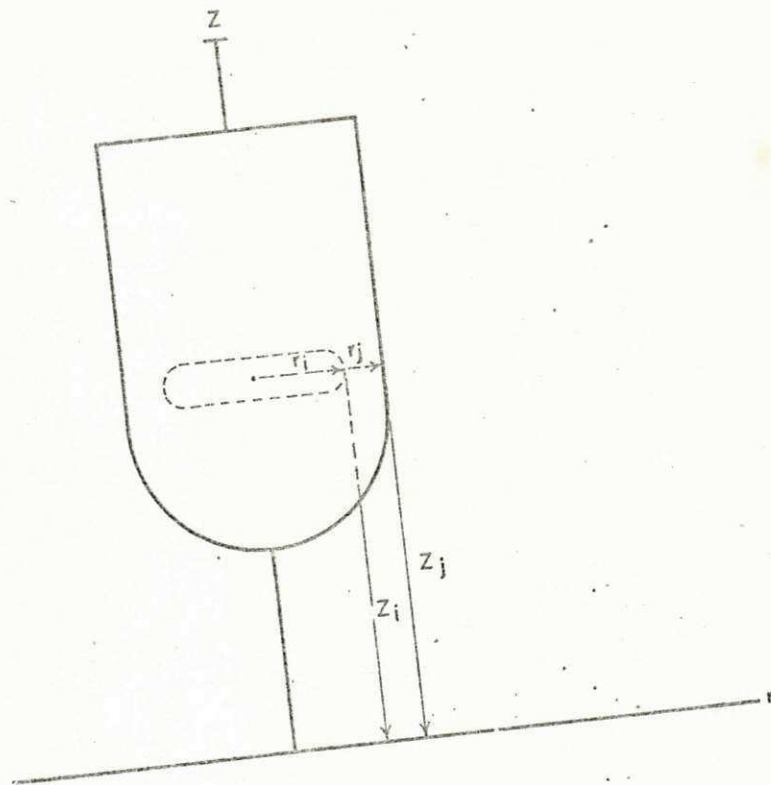


Fig. 3.8. - Coordenadas das cargas e pontos de contorno.

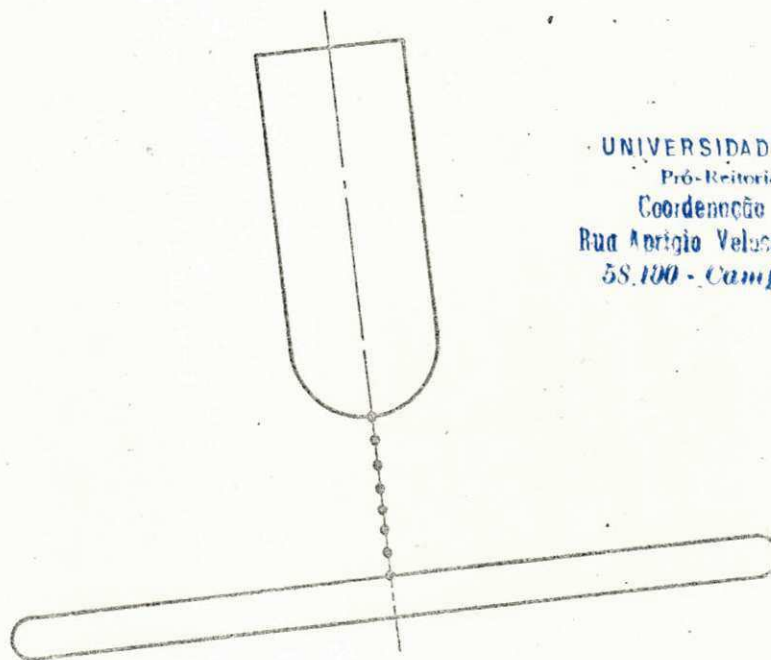
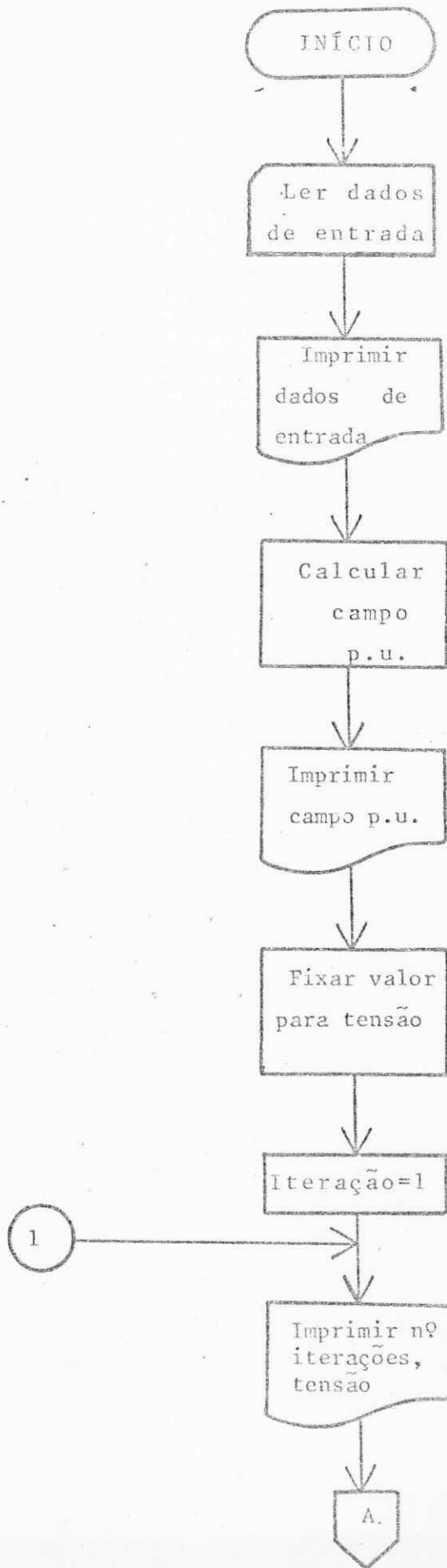
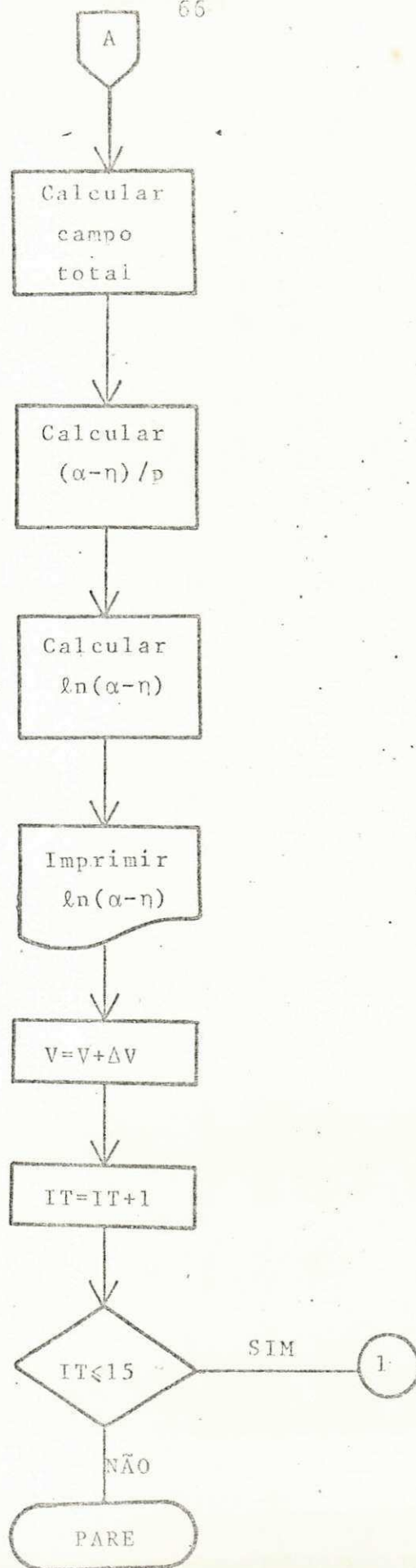


Fig. 3.9. - Pontos onde se procedeu o cálculo do campo e potencial (41 no total).

UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA
 Pró-Reitoria Para Assuntos do Interior
 Coordenação Setorial de Pós-Graduação
 Rua Amígio Veloso, 892 - Tel. (083) 321 7222-R 355
 58.100 - Campina Grande - Paraíba

Figura 3.10. - FLUXOGRAMA(Cálculo da
tensão de iniciação
de corona).





CAPÍTULO IV

APARELHOS, TÉCNICAS EXPERIMENTAIS E PROCEDIMENTOS

Introdução:

A capacidade de equipamentos de potência utilizados em alta tensão suportarem descargas atmosféricas ou surtos de manobra é usualmente avaliada através de tensões de impulso de onda plena ou cortada. Neste trabalho, foi utilizada tensão de impulso padrão (1.5 μ s de frente, 50 μ s de cauda) para o estudo do comportamento dielétrico de misturas de SF₆/N₂.

Foram utilizados arranjos de eletrodos de configuração rod-plano, como já mencionado anteriormente, devido a esta configuração proporcionar excelentes condições para a simulação e observação dos efeitos produzidos por vários graus de não-uniformi

UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA
Pró-Reitoria Para Assuntos do Interior
Coordenação Científica de Pós-Graduação
Rua Aprígio Veloso, 882 - Tel (083) 321-7222-R 355
58.100 - Campina Grande - Paraíba

dade de campo elétrico.

As variáveis experimentais utilizadas foram: pressão total da mistura; pressão parcial dos gases componentes (% de SF₆ presente na mistura); comprimento do gap; diâmetro dos eletrodos rod e polaridade das tensões de impulso aplicadas ao arranjo. Para uma melhor observação da ocorrência das descargas, em tensões de ambas as polaridades, foram fotografadas descargas em vários níveis de tensão e diversas condições experimentais.

4.1. - CÂMARA DE TESTES

Os ensaios foram realizados em uma câmara de aço inoxidável com 109,3cm de altura por 51cm de diâmetro, fabricada pela Edwards. O vaso contém 4 janelas localizadas em sua lateral, opostas entre si, tendo 3 delas 11cm de diâmetro e a outra 19,0cm, que permitem observações dos fenômenos ocorridos no seu interior, seladas com tampas de acrílico de 3,7cm de espessura. No topo da câmara existe uma abertura com 15,24cm de diâmetro, para colocação da bucha de alta tensão, sendo que na extremidade da bucha situada no interior da câmara é conectado o eletrodo rod. A conexão do eletrodo plano é feita através de uma haste de 2,54cm de aço inoxidável, sendo a abertura inferior selada através de uma sanfona, também de aço inoxidável, com uma manivela em sua extremidade inferior. O ajuste é feito por uma rosca, que proporciona um afastamento máximo entre eletrodos de aproximadamente 5cm, permitindo uma precisão na leitura do com-

primento do gap de até 0,1mm. Outras duas janelas situadas perto do fundo da câmara, e que foram utilizadas para injeção de gás e evacuação da câmara, têm respectivamente 5 e 2,5cm de diâmetro. Uma bomba rotativa de alto vácuo de fabricação Edwards, modelo ES150, foi utilizada no experimento para evacuação da câmara, com capacidade de vácuo máximo de até 5×10^{-3} torr.

Para medição de vácuo em diversos estágios dos processos de evacuação e injeção de gás na câmara foram utilizados os seguintes medidores:

- 1) Dois reguladores de pressão para controle de saída de gás nas garrafas de SF_6 e N_2 , marca White Martins, fabricação brasileira - manômetro de entrada ($0-30 \text{ kgf/cm}^2$) - manômetro de saída ($0-16 \text{ kgf/cm}^2$).
- 2) Manômetro de mostrador de cápsula, marca Wika, fabricação alemã; precisão de $\pm 0,5\%$ com escalas nas faixas de 0 à 56,5psi ($0 \text{ à } 4,0 \text{ kgf/cm}^2$). Este manômetro foi acoplado ao sistema de injeção de gás. Todos os outros descritos a seguir foram utilizados no sistema de evacuação.
- 3) Manômetro de mostrador de cápsula - marca Haenni - de fabricação suíça, com escalas nas faixas de -76 à 0 cmHg e -30 à 0 'Hg .
- 4) Dois manômetros de mostrador de cápsula - marca Edwards - modelo CG3, barometricamente compensados, fabricação inglesa, precisão de $\pm 5\%$ com as seguintes faixas de medição: 19)

entre 0 e 125 mbar ; 2º) entre 0 e 1000 mbar. Estes dois ma
nômetros não foram utilizados simultaneamente para o mesmo
experimento.

- 5) medidor de vácuo, marca Edwards, tipo Pirani, modelo 10 de
fabricação inglesa com faixa de pressão entre 3 e 10^{-3} torr;
utilizado com cabeça medidora modelo PR10-S.

Na figura 4.1 tem-se uma vista lateral do conjunto:
câmara, bucha de alta tensão, bomba de vácuo e medidores.

4.2. - BUCHA DE ALTA TENSÃO

Foram feitas duas tentativas na construção da bucha
de alta tensão que foi utilizada neste trabalho experimental.

Na primeira, foi utilizado um tubo de acrílico com
as seguintes características: comprimento externo de 60cm; com-
primento interno de 43cm; diâmetro de 4,4cm e parede de 0.75cm.
Uma haste de bronze de 8mm de diâmetro foi usada como condutor
e suporte para o eletrodo de alta tensão; a bucha foi preenchi
da com óleo mineral isolante. A mesma foi acoplada a tampa de
acrílico da parte superior da câmara através de rosca, tendo a
vedação sido feita com Araldite.

Os dois problemas que impossibilitaram a utilização
deste arranjo foram as descargas tipo flashover na sua superfí
cie para tensões maiores ou iguais a 150 KV e as descargas ocor
ridas em sua base, entre os parafusos que prendiam a tampa, com

potencial zero, e a haste de alta tensão imersa em óleo no interior do tubo de acrílico, provocando a ruptura da parede da bucha. Verificou-se que este fato aconteceu devido a alta concentração de campo elétrico entre os dois pontos citados, quando eles eram submetidos a uma grande diferença de potencial, o que tornava os meios dielétricos entre eles - ar, acrílico e óleo isolante - insuficientes para suportarem os esforços elétricos que lhes eram exigidos. Procurando recuperar o arranjo, construiu-se um suplemento de 56cm de comprimento, com um tubo de mesmas características anterior, ficando a bucha com comprimento total de 116cm. Foram colocados dois anéis de equalização em cada um dos extremos da bucha, para evitar que as descargas tipo flashover ocorressem na sua superfície. Utilizaram-se dois anéis de acrílico superpostos na base da bucha, com 6cm de diâmetro e 3,5cm de altura, colados com Araldite à parte danificada, com o intuito de isolar as perfurações existentes em sua base. Após algumas aplicações de tensão, para teste destas modificações, ocorreram novas descargas na base da bucha, deixando patente que este arranjo não possuía condições técnicas de uso.

Na segunda tentativa, procurou-se basicamente evitar as descargas de flashover para tensões de até 250 KV e que não ocorressem descargas na base da bucha em tensões desse nível. Para superar este problema, modificou-se todo o projeto anterior. A parte da bucha que era introduzida na câmara permaneceu a mesma, sendo utilizado na parte externa um tubo de PVC

com diâmetro externo de 13,52cm, parede de 1,1cm de espessura e comprimento de 62cm. Este tubo foi acoplado à tampa de acrílico e vedado com Araldite. Em cima do tubo de PVC, acrescentou-se o suplemento de acrílico usado no projeto anterior, ficando a bucha com comprimento de 128cm. A haste condutora também foi aproveitada, e colocados os anéis de equalização já usados. O óleo isolante usado para encher a bucha foi filtrado e aquecido previamente, alcançando uma rigidez dielétrica de 120KV/cm. Para se conseguir uma melhor distribuição de campo na base da bucha, utilizou-se um anel de alumínio, com 3,6cm de espessura, rosqueado ao tubo de PVC.

Os testes realizados com este arranjo foram bem sucedidos, só ocorrendo flashover para tensões da ordem de 270KV, através dos anéis de equalização. Fixando-se a máxima tensão de utilização em 250 KV, conseguiu-se realizar todos os ensaios previstos para este trabalho. Na figura 4.2, é mostrada uma fotografia da bucha de alta tensão construída para o experimento.

4.3. - ELETRODOS

Os eletrodos planos foram construídos inicialmente de bronze. Verificou-se, após uma série de medições, que os eletrodos apresentavam várias falhas que não puderam ser eliminadas com os vários processos de polimento empregados. Foram construídos, então, eletrodos planos de aço inoxidável, com

diâmetro de 12,6cm e espessura de 4mm, com pequena curvatura em suas bordas.

Os eletrodos rod, com vários raios de curvatura, foram feitos de bronze através de uma ferramenta especial -ESFEROADRI- de fabricação da Adriática S/A(indústria brasileira), o que assegurou uma semi-esfericidade perfeita ao hemisfério destes eletrodos. Suas dimensões foram de 5,0cm de comprimento para os de 0.5cm de diâmetro e 4,5cm de comprimento para os de 1,2,3cm de diâmetro. Foram construídos 4 eletrodos para cada diâmetro. As figuras 4.3 (a) e 4.3(b) mostram fotografias dos eletrodos planos e rod.

Em cada série de ensaios, o eletrodo rod era polido, sendo rosqueado à extremidade inferior da bucha de alta tensão em uma posição fixa. O plano, preso à haste móvel da parte inferior da câmara, era aterrado juntamente com o vaso conforme descrito na próxima seção. Após cada série de medições os eletrodos eram retirados e substituídos por outros já polidos.

O método de polimento utilizado foi diferente para os eletrodos planos e rods. Nos primeiros, utilizava-se inicialmente um composto abrasivo(Brasso) que era friccionado na superfície do eletrodo com uma lixa de ferro nº 500, sendo este processo repetido várias vezes até que o polimento fosse uniforme. Para eliminação de gorduras das superfícies polidas, utilizavam-se uma flanela embebida em acetona e jatos de ar comprimido seco e filtrado. Nos eletrodos de bronze, utilizava-se apenas a flanela embebida em Brasso, friccionando-a várias vezes ao eletrodo eliminando as gorduras como descrito acima.

UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA
Pró-Reitoria Para Assuntos do Interior
Coordenação Setorial de Pós-Graduação
Rua Aprígio Veloso, 882 Tel (083) 321-7222-R 355
58.100 - Campina Grande - Paraíba

4.4. - CIRCUITO DE ENSAIO

O diagrama esquemático da fonte de tensão e do sistema de medição é mostrado na figura 4.4. O gerador de impulso utilizado, da marca Ferranti, possui sete estágios em série, com tensão máxima de carregamento de 100 KV cada um; foi ajustado para fornecer uma onda de impulso de 1.4/50 μ s (ver figura 4.5). A tensão foi medida através de um divisor capacitivo, também de fabricação Ferranti, com capacitâncias de alta e baixa tensão de 0.099 microfarads e 400 picofarads, respectivamente, e um cabo coaxial com impedância de surto de 75 Ω e resistência distribuída de 0,6125x10⁻⁴ ohms/metro. Os instrumentos para medição da tensão foram: um osciloscópio de memória, marca Tektronix, tipo 203 (resistência interna de 1 megaohm e capacitância de 20 picofarads), ao qual pode ser acoplada uma máquina Polaroid, e um voltímetro de pico marca Haefely, tipo 64M, com as seguintes características técnicas:

- Tensão de entrada até 1600 volts de pico unipolar (positivo ou negativo) até 1 seg de duração máxima.
- Impedância de entrada: 1M Ω //50pF
- Resistência terminal: 75 Ω
- Precisão: \pm 1% do valor registrado

O sinal de tensão sofria uma atenuação de 248,5:1; através do divisor de alta tensão, para ambos os instrumentos de medição e uma atenuação adicional de 100:1 para o sinal de entrada do osciloscópio através de um divisor resistivo.

A mediçãõ de tensões de impulso requer tãcnicas espe-
ciais de mediçãõ. A operaçãõ de um gerador de impulso provoca o
surgimento de interferãncia eletromagnãtica causada pelos tran-
sitõrios de tensãõ e pelos fortes campos eletromagnãticos, asso-
ciados ao carregamento e descarregamento das capacitãncias para
sitas para a terra. Estas sãõ principalmente capacitãncias dis-
tribuídas entre o gerador de impulso, a câmara de testes, os ca-
bos de interconexãõ e a terra. Para que estes efeitos sejam evi-
tados, deve-se tomar uma sãrie de precauções como:

- a) blindagem dos cabos de interconexãõ.
- b) diminuiçãõ do tamanho dos cabos de aterramento ao
mínimo necessãrio.
- c) evitar, sempre que possível, a formaçãõ de loops
por onde possam circular correntes parasitas.
- d) concentrar em um único ponto o aterramento dos
equipamentos utilizados no circuito de ensaio.

De maneira a reduzir os efeitos acima descritos, o
aterramento do arranjo experimental, ora descrito, foi reali-
zado conforme mostrado na figura 4.6, onde estãõ representados
tambãem os cabos blindados de interconexãõ.

4.5. - PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

4.5.1. - Mistura dos Gases

Os gases foram misturados, ajustando a razãõ das pres

sões parciais de cada um dos componentes em função da pressão final a ser obtida. As medições feitas no nitrogênio e nas misturas de SF_6 e N_2 eram realizadas após a evacuação da câmara até 0.1 torr, injetando um pouco de nitrogênio e subsequentemente evacuando-se novamente até 0.1 torr. O nitrogênio utilizado foi do tipo super seco de alta pureza (99,995%), enquanto o SF_6 foi do tipo comercial com grau de pureza de 99,8%.

Para as medições de alto vácuo, foi utilizado um medidor Pirani, pois o mesmo evita qualquer risco de contaminação, ao contrário dos medidores a mercúrio, que em baixas pressões podem desprender vapor de mercúrio. As medições das pressões parciais e totais foram realizadas com os demais medidores descritos na seção 4.1.

Como as misturas estudadas continham baixas percentuais de SF_6 , foram realizadas em condições de vácuo. Inicialmente executava-se o procedimento descrito no primeiro parágrafo e então o SF_6 era admitido até a pressão parcial correspondente à mistura desejada. O nitrogênio era então adicionado até a pressão total previamente determinada. Para as medições com as misturas de SF_6/N_2 , adicionavam-se os gases constituintes em pressões parciais correspondentes às percentagens da pressão total de quatro atmosferas, sendo que após a realização dos ensaios para vários gaps em ambas as polaridades nesta pressão, evacuava-se lentamente a câmara até 3 atm e assim sucessivamente.

4.5.2. - Realização dos ensaios.

A realização de uma série de ensaios consistiu na de terminação da tensão de ruptura de impulso a 50% ($U_{50\%}$) para um arranjo rod-plano, em quatro pressões diferentes, sendo que pa ra cada pressão determinava-se $U_{50\%}$ para quatro comprimentos de gap, em ambas as polaridades.

Utilizou-se o método de "up and down" para determina ção de $U_{50\%}$, com a aplicação de no mínimo 20 impulsos correspon dendo a cada valor de tensão. Depois de se conseguir os valores correspondentes a uma dada curva, a mesma era plotada e verifi cava-se a posição dos pontos; havendo dúvida em relação a algum deles, refazia-se a medição para aquele ponto. No apêndice 4.1, é apresentado o modelo utilizado para registro dos resultados teóricos e experimentais obtidos neste trabalho.

As principais observações realizadas consistiam na ve rificação da forma das descargas entre eletrodos, e o estado destes antes e depois de uma série de medições, sendo o regis tro feito através de fotografias, que são apresentadas na se ção 5.5.

4.6. - CONCLUSÃO

Para se conseguir uma montagem experimental satisfató ria, foram realizadas várias tentativas até se alcançar o mode lo utilizado. Dentre outros problemas surgidos na montagem do

experimento, destacam-se a confecção da bucha de alta tensão, descrita na seção 4.2, a construção de eletrodos rod com uma esfericidade satisfatória e a obtenção de uma boa vedação para a câmara e sistemas de evacuação e injeção de gases que funcionasse a contento tanto para vácuo, como para altas pressões.

De maneira a se conseguir resultados experimentais os mais confiáveis possíveis, utilizou-se, na medição de tensão, um voltímetro de pico Haefely, tipo 64M, e, para verificação da forma de onda, um osciloscópio com memória, Tektronix, tipo 203. Por não dispor de condições de utilização de um cromatógrafo de gás, para análise das misturas utilizadas, a confiabilidade das percentagens de cada gás que compunham as diversas misturas foi limitada apenas à leitura dos manômetros disponíveis na montagem.

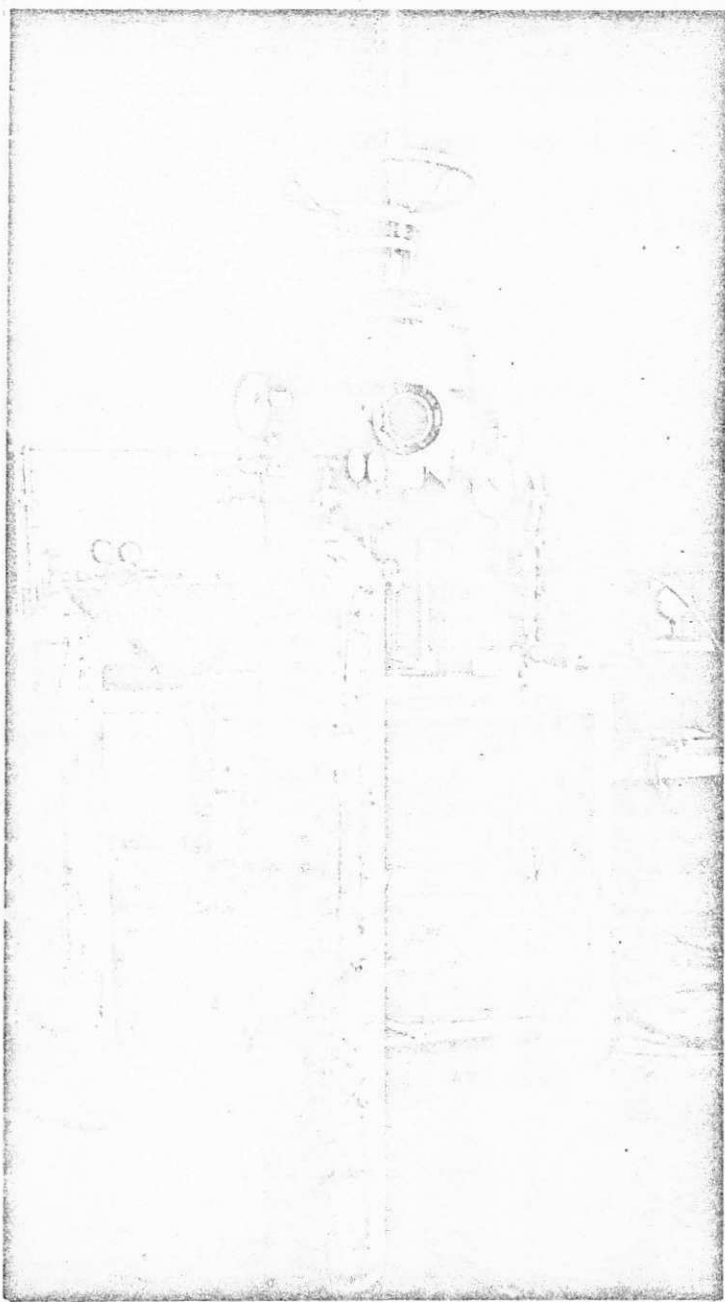


Fig.4.1. - Vista ao arranjo experimental mostrando: parte inferior da bucha de alta tensão, câmara, medidores, cilindros de gás e bomba de vácuo.

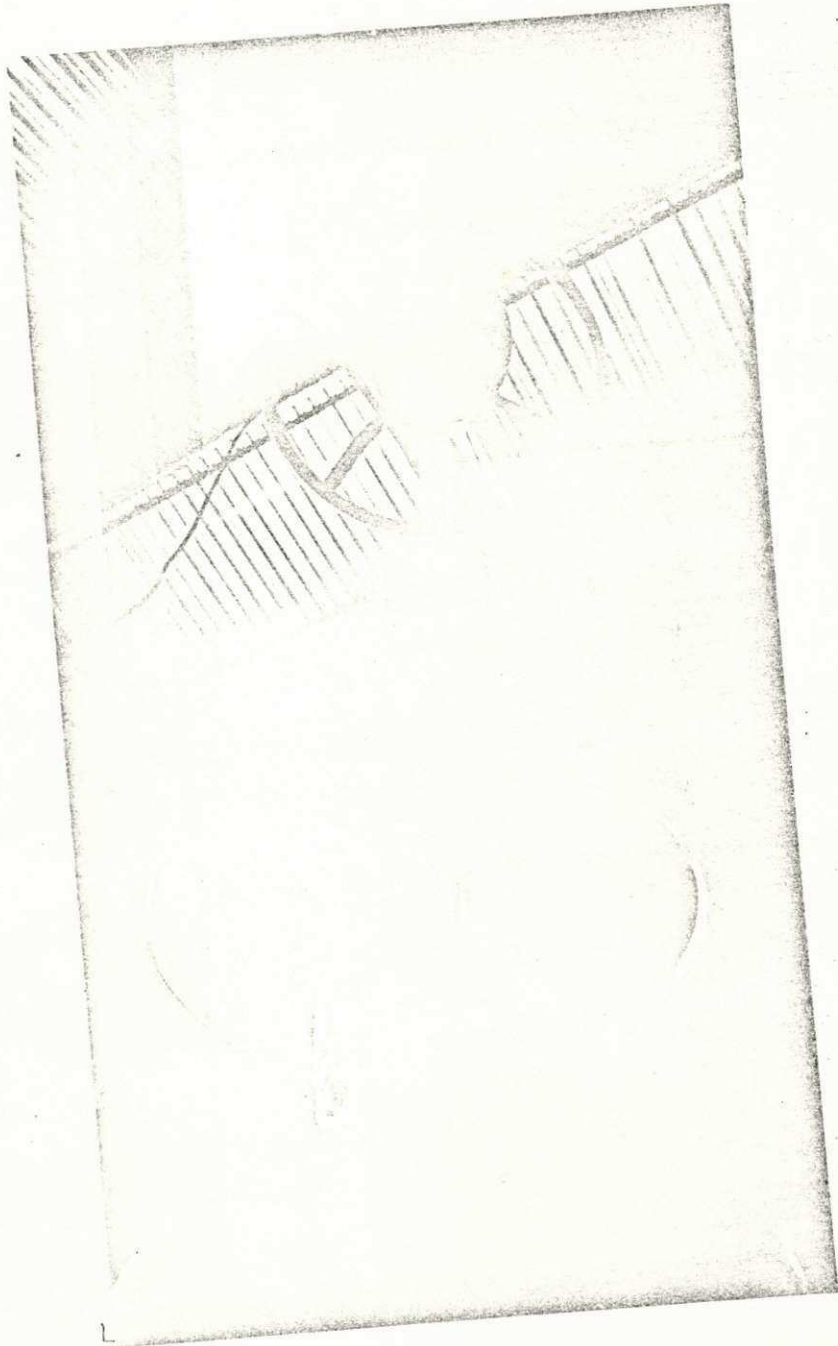


Fig. 4.2. - Vista da bucha de alta tensão utilizada no experimento.

UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA
Pró-Reitoria Para Assuntos do Interior
Coordenação Setorial de Pós-Graduação
Rua Aprígio Veloso, 882 - Tel. (083) 321-7222-R 355
58.100 - *Campina Grande - Paraíba*

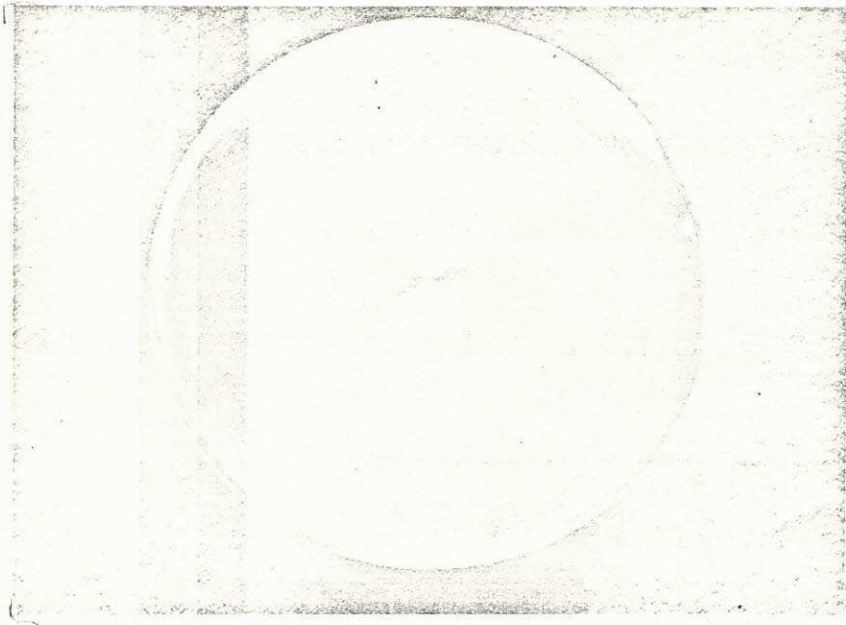
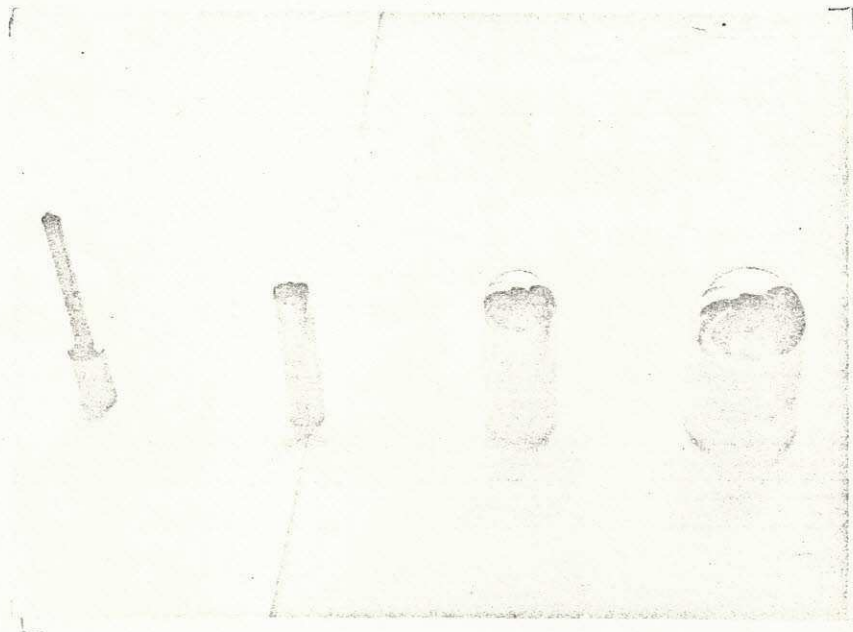


Fig. 4.3. (a) - Eletrodo plano (12,6 cm de diâmetro)



(b) - Eletrodos rods

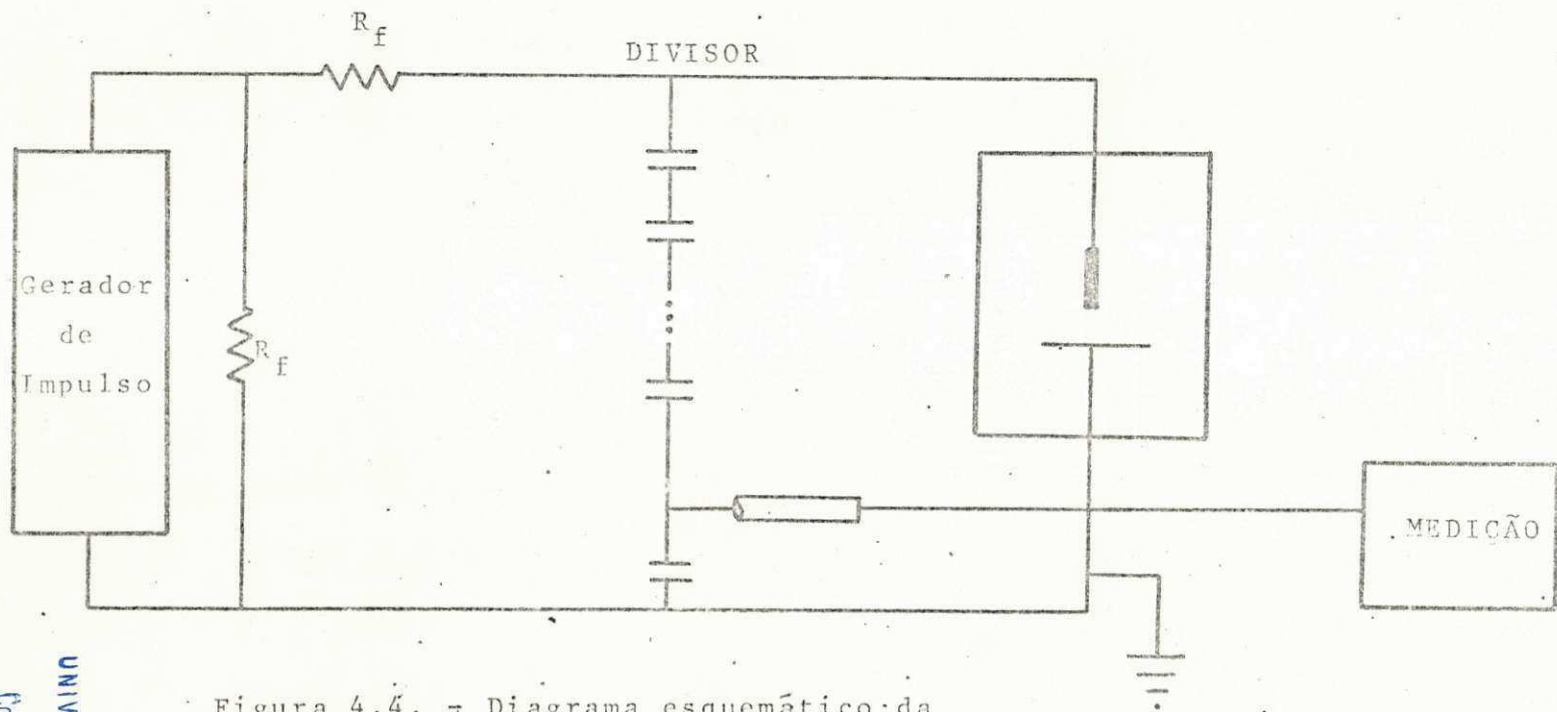


Figura 4.4. - Diagrama esquemático da fonte de tensão e sistema de medição.

UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA
 Pós-Graduação em Física
 Coordenação Setorial de Pós-Graduação
 Rua Aprígio Veloso, 882 Tel (083) 321-7222-R 355
 58.100 - Campina Grande - Paraíba

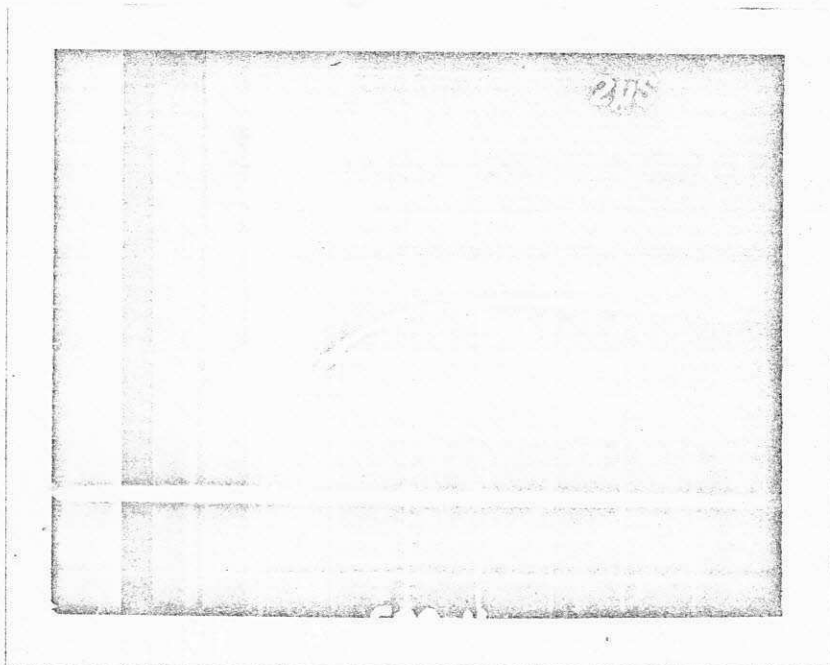
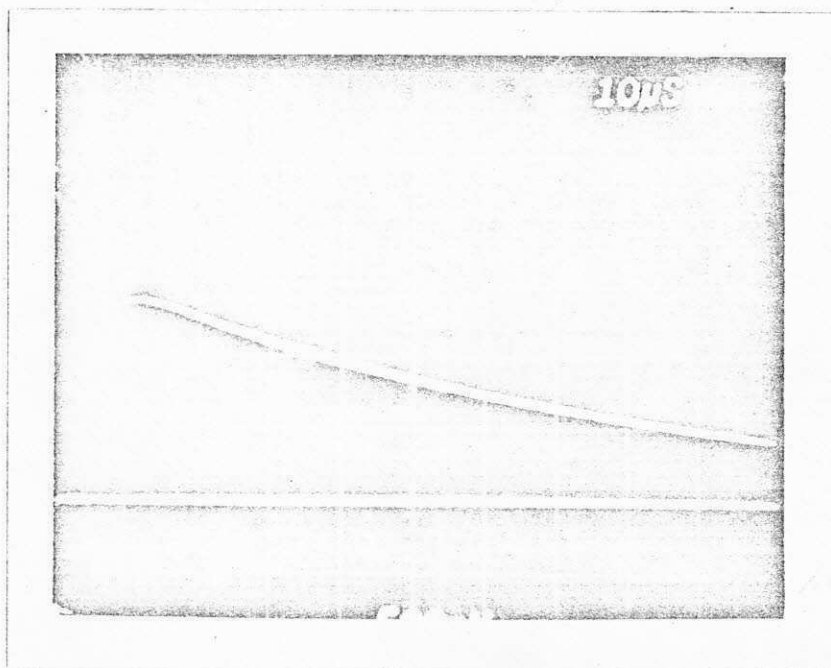
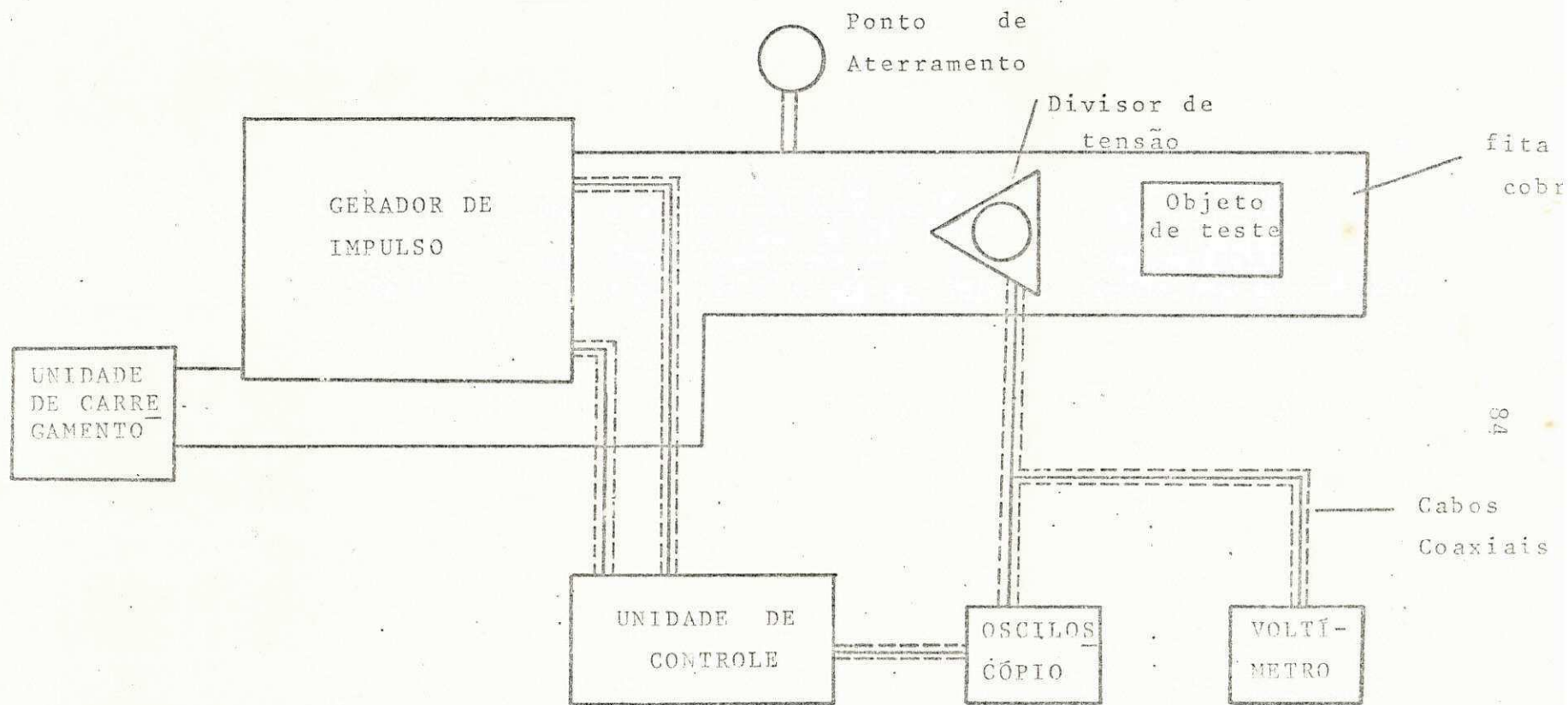


Fig. 4.5. (a) - Impulso padrão $1/50\mu\text{s}$ mostrando a frente da onda.
 $500\text{mV}/\text{cm} \times 2\mu\text{s}/\text{cm}$



(b) - Impulso padrão $1/50\mu\text{s}$ mostrando a cauda da onda.
 $500\text{mV}/\text{cm} \times 10\mu\text{s}/\text{cm}$



fita
cobre

84

Cabos
Coaxiais

Fig. 4.6. - Sistema de Aterramento e Cabos Coaxiais de interconexão.

APÊNDICE 4.1.

Formulário para registro dos resultados.

UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA
Pró-Reitoria Para Assuntos do Interior
Coordenação Setorial de Pós-Graduação
Rua Aprígio Veloso 832 Tel. (83) 321-7222-R 355
58.100 - Campina Grande - Paraíba

P R E S S Ã O (Atm)	DIÂMETRO DO ROD (CM)		Z _{N₂} =		OBSERVAÇÕES:	
	gap(cm)	U50% (KV)		Intervalo de confiança		Valor calculado (KV)
		+ VE	- VE	+ VE	- VE	
01 Atm	0.5					
	1.0					
	2.0					
	3.0					
	4.0					
02 Atm	0.5					
	1.0					
	2.0					
	3.0					
	4.0					
03 Atm	0.5					
	1.0					
	2.0					
	3.0					
	4.0					
04 Atm	0.5					
	1.0					
	2.0					
	3.0					
	4.0					

CAPÍTULO V

RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Introdução:

Neste capítulo são apresentadas medições de tensão de ruptura de impulso em ambas as polaridades para o nitrogênio e misturas de SF₆ e N₂. As misturas investigadas continham 1,2,5 e 10% de SF₆ e foram estudadas em uma faixa de pressão de 1 a 4 atm com comprimentos de gap variando entre 0,5 e 4cm. Todos os ensaios foram realizados para rods de 0,5;1;2 e 3cm de diâmetro.

A tensão de ruptura a 50%(U_{50%}) apresentou um desvio padrão de menos de 10% para a maioria dos resultados. Sempre que foi necessário a repetição dos resultados para confirmação de algum comportamento anormal, encontrou-se boa repetibilidade dos mesmos. O intervalo de confiança foi calculado para várias características, sendo utilizado para análise estatística dos resultados.

5.1. - ANÁLISE SISTEMÁTICA DOS RESULTADOS

5.1.1. - Características de ruptura do N_2 para tensões de impulso positivas

As características apresentadas pelo nitrogênio foram analisadas separadamente das misturas de SF_6/N_2 . Foram feitas medições para determinação das tensões de ruptura do N_2 apenas para impulsos de polaridade positiva. Como já era esperado pelos experimentos realizados por outros autores, as características encontradas para o nitrogênio apresentaram um crescimento bastante uniforme tanto para as curvas de tensão de ruptura x pressão, como nas de tensão de ruptura x comprimento do gap. Este comportamento foi verificado para todos os diâmetros de rods, conforme mostrado nas figuras de 5.1, 5.2, 5.3, 5.6 e 5.7, para o rod de 0,5cm de diâmetro; figuras 5.11 e 5.12, 5.15 e 5.17 para o rod de 1cm de diâmetro; figuras 5.19, 5.21, 5.22 e 5.23 para o rod de 2cm e figuras 5.26, 5.27, 5.30 e 5.31 para o rod de 3cm. Embora em alguns casos se verifique um comportamento que mostra uma queda no crescimento da tensão para o aumento do gap como nas figuras 5.30 e 5.31 não há aparentemente nenhuma justificativa física para tal fato, podendo-se então considerar que o nitrogênio apresenta curvas características sem irregularidades capazes de despertar interesse especial em seu estudo.

5.1.2. - Características de ruptura para mistura de SF_6/N_2 , considerando fixo o diâmetro do rod

De maneira geral, pode-se afirmar que qualquer análise das características de ruptura obtidas neste trabalho para as misturas de SF_6/N_2 , mostra que estas situam-se bem acima das apresentadas para o N_2 . Quando da realização de estudos preliminares, verificou-se que a adição de qualquer quantidade de SF_6 ao nitrogênio, aumentava substancialmente sua tensão de ruptura. Na figura 5.10 observa-se que a adição de 0,5% de SF_6 ao N_2 , fez com que a característica tensão x comprimento do gap para o rod de 0,5cm obtida para a mistura, fosse bastante superior a do nitrogênio para as mesmas condições.

Analisando o comportamento das características obtidas para as várias misturas, mantendo fixo o diâmetro do rod, são destacados os seguintes pontos: Para polaridade positiva verifica-se que à medida que se aumenta a uniformidade do campo, as características tensão de ruptura x pressão tornam-se mais uniformes. Examinando-se as figuras 5.1 e 5.2 obtidas para o rod de 0,5cm, observa-se que as curvas correspondentes aos gaps de 0,5 e 1cm de diâmetro para as várias percentagens de SF_6 presentes nas misturas apresentam um crescimento contínuo para a tensão de ruptura entre 1 e 4 atm de pressão. Com o aumento no comprimento do gap, as figuras 5.1 e 5.2, mostram que este comportamento é bastante modificado. Para as características apresentadas na figura 5.1, observa-se que as misturas contendo 2, 5 e

10% de SF_6 , apresentam uma diminuição no valor da tensão de ruptura entre 1 e 2 atm alcançando um mínimo nesta faixa de pressão e um crescimento para $U_{50\%}$ entre 2 e 4 atm.

Analisando-se o comportamento apresentado na figura 5.2 das características do N_2 puro e da mistura contendo 1% de SF_6 , para o gap de 3cm de comprimento, verifica-se que a maior diferença entre as tensões de ruptura das duas características ocorre para 2 atm de pressão; entre 2 e 3 atm a curva característica da mistura apresenta uma tensão de ruptura praticamente constante, enquanto para o N_2 , esta cresce linearmente com a pressão. Para 3 atm as tensões de ruptura são quase iguais para as duas características, havendo a partir daí um incremento bastante significativo no valor de $U_{50\%}$ para a mistura até a pressão de 4 atm. O comportamento das características tensão de ruptura x pressão torna-se mais regular à medida que o diâmetro do rod é aumentado. As figuras 5.15 e 5.16 apresentam tais características para o rod de 1cm de diâmetro e mostram que nenhuma curva obtida para as várias percentagens de SF_6 apresenta crescimento negativo em qualquer faixa de pressão. O exame das características obtidas para os rods de 2 e 3cm de diâmetro nas mesmas condições mostra através das figuras 5.22, 5.23, 5.26 e 5.27 uma tendência de linearização destas características entre 1 e 4 atm de pressão.

Para polaridade negativa as características tensão de ruptura x pressão apresentam crescimento contínuo de $U_{50\%}$ com a pressão mesmo para rods de menor diâmetro figuras 5.9 e 5.17 embora isto não se verifique para algumas percentagens de SF_6

ver figuras 5.8 e 5.18. Para os rods de 2 e 3cm de diâmetro, o crescimento da tensão de ruptura com a pressão é ainda mais regular conforme mostrado nas figuras 5.10 e 5.11 para o rod de 2cm e 5.28 para o rod de 3cm de diâmetro.

Outro ponto a se destacar é o fato de que para qualquer diâmetro de rod verifica-se que a adição de pequena percentagem de SF_6 ao nitrogênio, produz um aumento considerável na tensão de ruptura do mesmo (figuras 5.1, 5.4, 5.16, 5.22 e 5.26), o exemplo apresentado na figura 5.4 é bem característico deste fato. Entretanto quando a percentagem de SF_6 é aumentada não há um aumento que possa ser considerado significativo, no valor da tensão de ruptura. Examinando o comportamento das características apresentadas na figura 5.1, para o gap de 1cm verifica-se que a adição de 1% de SF_6 ao N_2 provoca um grande aumento na tensão de ruptura da mistura em relação ao nitrogênio em toda a faixa de pressão estudada. Já a adição de quantidades superiores de SF_6 à mistura não resulta em aumento para $U_{50\%}$ em todos os pontos entre 1 e 4 atm. Para 1 atm por exemplo, as tensões de ruptura das misturas de 1, 2, 5 e 10% de SF_6 são praticamente as mesmas. As misturas de 5 e 10% têm um comportamento idêntico em toda faixa de pressão, havendo o surgimento do fenômeno conhecido como saturação.

UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA

Pró-Reitoria Para Assuntos do Interior

Coordenação Setorial de Pós-Graduação

Rua Aprígio Veloso, 882 Tel. (83) 321 7222-R 355

58.100 - Campina Grande - Paraíba

5.1.3. - Características de ruptura das misturas

de SF_6/N_2 considerando fixa a pressão

Levando em conta as características tensão de ruptura

x comprimento do gap para as várias misturas estudadas, para pressões fixas e variações no diâmetro dos rods e espaçamento entre eletrodos, pode-se verificar que para polaridade positiva tais características apresentam comportamento bastante regular exibindo na grande maioria dos casos um crescimento na tensão de ruptura à medida que é aumentado o comprimento do gap, conforme mostrado nas figuras 5.6, 5.11, 5.19 e 5.30 para os vários diâmetros de rod que foram estudados. Considerando as figuras acima, verifica-se um aumento percentual cada vez maior no valor da tensão de ruptura para o mesmo aumento de pressão, à medida que o diâmetro do rod torna-se maior, como mostrado na tabela 5.1.

Tabela 5.1

Diâmetro do rod (cm)	Pressão (atm)		Aumento percentual (%)
	1	3	
	U50% (KV)		
0,5	39	65	66
1	42	96	128
2	48	131	172
3	62	166	167

gap=2cm; %SF₆=1%; +ve

Para polaridades negativas, tais características também apresentam um crescimento contínuo da tensão de ruptura, à medida que o comprimento do gap é aumentado, para qualquer diâmetro de rod, conforme mostrado nas figuras 5.8, 5.13, 5.20 e

5.32. A análise feita para polaridade positiva, também é válida para tensões negativas, como mostrado na tabela 5.2, com os dados fornecidos pelas curvas apresentadas nas figuras citadas acima.

Tabela 5.2

Diâmetro do rod (cm)	Pressão (atm)		Aumento percentual (%)
	1	3	
	$U_{50\%}$ (KV)		
0,5	97	159	63
1	102	163	59
2	105	217	106
3	106	213	101

gap=4 cm; %SF₆=5%; -ve

Concluindo esta análise deve-se destacar também a influência da configuração de campo no valor da tensão de ruptura. À medida que foi aumentado o diâmetro do rod, verificou-se um aumento bastante considerável para os valores de $U_{50\%}$ em tensões de ambas as polaridades. Este fato impossibilitou a realização de ensaios com rods de 3cm e pressões de 4 atm, devido as tensões de ruptura serem superiores a 250KV, conforme experimentos realizados e que podem ser verificados por extrapolação das curvas apresentadas na figura 5.26 para polaridade positiva e figura 5.28 para polaridade negativa.

Outra análise mais geral que pode ser realizada, é em relação aos valores da tensão de ruptura, levando-se em conside-

ração a polaridade da tensão aplicada. Na grande maioria dos experimentos, verificou-se que para polaridades negativas a tensão de ruptura é bem superior aos valores encontrados para tensões positivas nas mesmas condições. As figuras 5.2 e 5.3 mostram características tensão de ruptura x pressão para rod de 0.5cm de diâmetro onde verifica-se que para qualquer percentagem de SF₆ presente a mistura, os valores para tensões negativas são maiores que seus equivalentes em tensões positivas. Já as figuras 5.15 e 5.17; 5.22 e 5.24 e 5.26 e 5.28 apresentam resultados para ambas as polaridades nas mesmas condições para os rods de 1, 2 e 3cm de diâmetro.

5.2. - ANÁLISE ESTATÍSTICA DOS RESULTADOS

A análise estatística realizada neste trabalho levou em consideração as curvas de tensão de ruptura para as várias percentagens de SF₆ presentes nas misturas, que apresentaram comportamento mais irregular quando da determinação de U_{50%} em ambas as polaridades. Foi calculado o desvio padrão dos resultados e em sua grande maioria este valor foi menor que 10% do valor encontrado para U_{50%}. Os intervalos de confiança aqui apresentados têm uma segurança estatística de 99%.

Pode-se observar para a maioria dos resultados, levando-se em consideração os intervalos de confiança calculados, que ocorre uma superposição das curvas para um aumento na percentagem de SF₆ ressaltando mais ainda o efeito da satura-

ção citado anteriormente. - Analisando-se os resultados de acordo com o diâmetro dos rods, tem-se:

- Para o rod de 0,5cm, a análise estatística da característica tensão de ruptura x pressão apresentada na figura 5.2, mostra que a curva para 1% de SF₆ e um gap de 3cm, mantêm a tensão de ruptura quase constante entre 2 e 3atm tendo um crescimento bastante acentuado entre 3 e 4atm, de acordo com os intervalos de confiança calculados. Este comportamento não é verificado para outras percentagens de SF₆ de acordo com o que está apresentado nas figuras 5.34 e 5.35. Para as percentagens de 5 e 10% de SF₆, observa-se que entre 1 e 3atm a tensão de ruptura pode assumir os mesmos valores encontrados para a característica de 2% de SF₆. Entre 3 e 4atm estas características apresentam valores um pouco maiores nos das curvas de 1 e 2% de SF₆.

As características tensão de ruptura x comprimento do gap, apresentadas nas figuras 5.36 e 5.37, observa-se que o comportamento das várias curvas não se altera substancialmente em relação aos apresentados na figura 5.7, ao se considerar os intervalos de confiança. O mais relevante nestas características é o comportamento da curva para 10% de SF₆ da figura 5.37, onde se verifica que esta assume valores muito maiores para U_{50%} que as demais entre 1 e 3cm de comprimento de gap, exibindo claramente um ponto de inflexão para a tensão de ruptura entre 2 e 4cm de comprimento de gap.

- Para o rod de 1cm, foram analisadas as características tensão de ruptura x comprimento do gap para a pressão de

4atm em ambas as polaridades. As curvas correspondentes a polaridade positiva são apresentadas nas figuras 5.38 e 5.39 e mostram que não há diferença entre as curvas obtidas para 1 e 2% de SF₆, levando em consideração os intervalos de confiança calculados. Na figura 5.39, verifica-se que a característica de 10% de SF₆ apresenta um ponto de tensão de ruptura máxima entre 3 e 4cm sendo que próximo aos 3cm de gap esta curva possui tensão de ruptura bem superior ao da mistura de 5% de SF₆. Considerando a polaridade negativa, os valores para U_{50%} são ligeiramente superiores aos encontrados para tensões positivas entre 2 e 4atm de gap nas mesmas condições para todas as percentagens de SF₆ como mostrado nas figuras 5.40 e 5.41.

- As características analisadas para o rod de 2cm de diâmetro, foram as de tensão de ruptura x comprimento do gap, tomando-se pressões entre 2 e 3atm para ambas as polaridades. As curvas referentes a polaridade positiva são apresentadas nas figuras 5.42 e 5.43. Verifica-se que para 1% de SF₆ há uma estabilização no valor da tensão de ruptura entre 2 e 3cm e que para gaps em torno de 3cm a característica de 2% de SF₆ situa-se bem acima dos valores para 1%. As características de 5 e 10% de SF₆ confundem-se em toda região estudada. Para polaridade negativa, verifica-se que as características de 1 e 2% de SF₆, têm o mesmo comportamento, entretanto a análise estatística para 5 e 10% de SF₆, apresentada na figura 5.45, mostra claramente que o comportamento encontrado para a característica de 10% foi puramente estatístico, sendo que a mesma poderia apresentar qualquer

das formas mostradas na figura 5.46 não havendo justificativa física para o comportamento exibido pela curva original.

- Para o rod de 3cm de diâmetro, as características tensão de ruptura x comprimento para pressão de 3atm em ambas as polaridades, não mostraram nenhum comportamento irregular para tensões positivas, sendo que as características de 1 e 2% e 5 e 10% de SF₆ respectivamente, se superpõem entre 1 e 4cm de gap (ver figuras 5.47 e 5.48). O comportamento observado para tensões negativas, mostra que a característica de 1% de SF₆ apresenta um valor praticamente constante para U_{50%} entre 2 e 4cm de comprimento de gap, sendo comprovado estatisticamente como apresentado na figura 5.49. As demais características apresentam curvas com a tensão de ruptura crescendo com o comprimento do gap entre 1 e 4cm, havendo superposição das características para 2, 5 e 10% de SF₆.

Durante a realização dos ensaios verificou-se que quando da aplicação de impulsos negativos, haviam várias rupturas que ocorriam na frente da onda. Isto ocasionou valores do desvio padrão muito mais elevados percentualmente em relação a U_{50%} para polaridades negativas do que os obtidos para tensões positivas e em consequência os intervalos de confiança calculados foram muito maiores. Este fato, verificado mais freqüentemente para altas pressões e gaps de 3 e 4cm de comprimento pode ser explicado, pressupondo-se que a probabilidade de ruptura (p) para tensões de polaridade negativa tem inclinação bem maior que para impulsos positivos. Assim para pequenas varia-

ções no valor do impulso de tensão com relação ao valor de $U_{50\%}$, obtêm-se grandes variações para a probabilidade de ruptura. Se o impulso aplicado for $U_{50\%} + \Delta V$, pode acarretar um valor bastante elevado para a probabilidade de ruptura, provocando então a ruptura na frente da onda.

5.3. - COMPARAÇÃO ENTRE OS RESULTADOS EXPERIMENTAIS E TEÓRICOS

Os cálculos realizados para a tensão de iniciação de corona para o nitrogênio e as diversas misturas de SF_6/N_2 , mostram que estes valores se situam bem abaixo dos valores encontrados para a tensão de ruptura e exibem características tensão x pressão com crescimento bastante regular da tensão tanto para o nitrogênio como para as misturas. Os cálculos mostraram que para as mesmas condições não há variação de mais de 1KV, entre os valores calculados para o N_2 e as misturas contendo 10% de SF_6 , embora haja um crescimento gradativo no valor calculado com o aumento na percentagem de SF_6 . As figuras 5.51 a 5.55 mostram algumas curvas para tensões de iniciação de corona e tensões de ruptura obtidas para as mesmas condições. Pode-se observar pelas mesmas que as curvas traçadas a partir dos valores calculados apresentam pequenas inclinações para as características tensão x pressão (figuras 5.51 e 5.52) como também para as características tensão x comprimento do gap (figuras 5.53 a 5.55).

5.4. - COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS OBTIDOS NESTE TRABALHO COM OS DE OUTROS AUTORES

Várias pesquisas já foram realizadas com misturas de SF_6 e outros gases objetivando a superação de uma série de inconvenientes na utilização deste gás como dielétrico, conforme descrito no capítulo 2. Nestes experimentos, os autores sempre procuraram simular com a máxima precisão as condições de distribuição de campo existentes nos vários tipos de equipamentos de potência que utilizam gases como isolante. Esta simulação experimental geralmente é conseguida por arranjos de eletrodos cilíndricos e coaxiais ou através de eletrodos rod-plano. A partir destas configurações e utilizando tensões AC, DC ou de impulso, são estudados os comportamentos das diversas misturas.

O estudo do comportamento dielétrico das misturas de SF_6/N_2 sob tensão de impulso para configurações rod-plano não apresenta a publicação de muitos trabalhos sobre o assunto, sendo que a maioria dos mesmos, trata de configurações de campo de extrema não-uniformidade usando pontas com raio variando entre 0,2 e 2mm. Yializis^(4,10), entre outros, realizou pesquisas em misturas de SF_6/N_2 utilizando um rod com diâmetro de 1,55mm e aplicação de tensões de impulso de ambas as polaridades. Também procedeu o cálculo da tensão de iniciação de corona para os casos estudados.

Na figura 5.56, é mostrada uma comparação entre os resultados obtidos por Yializis e pelo autor para característi-

cas tensão de ruptura x pressão em configurações rod-plano e impulsos positivos. Embora as condições experimentais não sejam as mesmas, verifica-se uma certa contradição entre os dois resultados. Yializis mostra que para pressões ligeiramente superiores a 2atm, a tensão de ruptura para 10% de SF₆ é menor que a do N₂ puro, enquanto os resultados obtidos neste trabalho mostram que U_{50%} para 10% de SF₆ é sempre maior que a tensão de ruptura do N₂. Deve-se observar ainda que as características obtidas para o nitrogênio nos dois trabalhos possuem a mesma forma.

Em relação aos cálculos teóricos, pode-se estabelecer uma comparação entre os resultados conseguidos por Yializis e pelo autor através da figura 5.57 onde são apresentadas características de tensão de corona x pressão para o N₂ puro. Yializis, realizou seus cálculos através da equação 3.9 utilizando um valor para $\ln(N_{ex}) = 18$. Verifica-se que há uma grande disparidade entre os resultados obtidos entre os autores. Isto pode ser justificado pressupondo-se que quando há um aumento no diâmetro do rod, obtém-se um aumento na tensão de iniciação de corona para o arranjo já que o campo elétrico entre os eletrodos torna-se mais uniforme.

As características tensão de ruptura x pressão apresentadas na figura 5.1 para um rod de 0,5cm de diâmetro e comprimento de gap de 4cm; mostram que os valores de U_{50%} das misturas de 2, 5 e 10% de SF₆ apresentam um mínimo entre 1 e 2atm de pressão. Comportamento semelhante foi encontrado por Yiali-

zis para misturas contendo percentagens maiores que 65% de SF₆; com comprimento de gap de 5cm e rod com 1,55mm de diâmetro(ver figura 5.58). Pode-se observar que ocorrem valores máximos para as tensões de ruptura das várias misturas, em torno de latm de pressão, seguidas por decrêscimos no valor da tensão de ruptura até serem atingidos os mínimos já referidos. Este comportamento também é apresentado por Yializis para o SF₆ puro e misturas contendo baixas percentagens de SF₆ (<1%), considerando a mesma geometria de campo da figura anterior como mostrado na figura 5.59. Esta característica é conhecida como estabilização de corona e foi discutida no capítulo 2. As curvas obtidas neste trabalho para a figura 5.1, parecem exibir tal comportamento, embora só fosse possível uma confirmação se houvessem sido realizadas medições para pressões menores que latm, nas condições mencionadas.

Embora não tenham sido realizados ensaios com SF₆ puro neste trabalho, pode-se comparar os resultados obtidos por Yializis e pelo autor para características tensão de ruptura x pressão e aplicação de impulsos negativos entre o comportamento do SF₆ puro e de misturas contendo 10% de SF₆, como mostrado na figura 5.60. Observa-se que as curvas correspondentes as misturas de 10% para os dois comprimentos de gap analisados foram obtidos com um rod de 5mm de diâmetro, ocasionando uma distribuição de campo elétrico entre os eletrodos bem mais uniforme que a distribuição obtida quando da determinação do comportamento da tensão de ruptura do SF₆ puro com variações da pressão,

já que neste caso o rod utilizado foi de 1,55mm de diâmetro. Mesmo assim, as características obtidas para o SF_6 são superiores as das misturas, entre 1 e 4atm de pressão para os dois comprimentos de gap considerados.

5.5. - TRAJETÓRIAS DAS DESCARGAS NAS MISTURAS DE SF_6/N_2

Fez-se o registro fotográfico das descargas para ambas as polaridades, com variações no diâmetro dos rods entre 0,5 e 4cm e pressões de 3 e 4atm.

A figura 5.61 mostra fotografias de descargas para o rod de 0,5cm de diâmetro; polaridade positiva, com 2% de SF_6 na mistura. Para a figura 5.61(a) observa-se que houve uma derivação do canal de streamer na ponta do rod, sendo que este apresenta uma ligeira inclinação e uma intensidade luminosa bem maior que as descargas dele derivadas. A figura 5.61(b) apresenta uma descarga streamer típica, havendo ramificação do canal de streamer aproximadamente na metade do gap. A descarga secundária apresenta algumas ramificações e atinge exatamente o centro do cátodo.

Um conjunto de resultados das trajetórias de descargas em uma mistura de SF_6/N_2 contendo 10% de SF_6 é apresentado nas figuras 5.62 e 5.63 para polaridades positiva e negativa respectivamente, obtidas para um rod de 2cm de diâmetro. A figura 5.62(a) mostra a descarga partindo da ponta do eletrodo rod, apresentando pequena curvatura e duas ramificações que têm ini-

cios em pontos diferentes da descarga principal. A análise da figura 5.62(b), mostra a formação de várias descargas simultâneas partindo da parte posterior do rod, com intensidades luminosas variáveis. A descarga de menor intensidade parte de um ponto bastante afastado da ponta do rod. As fotografias obtidas para polaridade negativa são apresentadas na figura 5.63. Em 5.63(a) verifica-se que várias ramificações iniciam-se na parte posterior do eletrodo, fazendo crer que estas são derivadas do canal principal em uma região bem próxima ao cátodo(rod). Em 5.63(b) vê-se uma descarga bastante peculiar, iniciando-se na ponta do rod e pouco antes da metade do gap divide-se em duas partes exatamente simétricas. Este comportamento foi verificado para outras configurações de campo, mas sempre em altas pressões(≤ 3 atm) e polaridade negativa. As descargas fotografadas para o rod de 3cm de diâmetro não apresentaram muitas ramificações, sendo as descargas quase retilíneas(figura 5.64).

Através da observação do estado dos eletrodos planos após cada série de ensaios, pode-se verificar como as descargas distribuíram-se em suas superfícies e conseqüentemente qual a influência das bordas destes eletrodos nas formas das descargas. As figuras 5.65 e 5.66 apresentam fotografias dos eletrodos planos depois de utilizados em séries de ensaios com os rods de 0,5 a 3cm de diâmetro. O eletrodo apresentado em 5.65(a) foi usado com um rod de 0,5cm. Os pontos escuros em sua superfície correspondem as marcas provocadas pelas descargas, verificando-se que algumas delas ocorreram próximas as suas bordas. Como pa

ra o rod de menor diâmetro existe a maior distorção das linhas de campo elétrico principalmente próximo as bordas do plano, po de-se então justificar a grande inclinação verificada para as descargas apresentadas em 5.61. Os eletrodos utilizados com os rods de 1, 2 e 3cm são mostrados nas figuras 5.65(b) e 5.66(a) e (b) respectivamente. As marcas das descargas nas superfícies dos mesmos concentram-se com o aumento do diâmetro do rod utili zado mostrando que o aumento na uniformidade do campo elétrico, diminui a influência das bordas dos eletrodos planos na forma das descargas.

UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA
Pró-Reitoria Para Assuntos do Interior
Coordenação Setorial de Pós-Graduação
Rua Aprígio Veloso, 882 - Tel (083) 321-7222-R 355
58.100 - Campina Grande - Paraíba

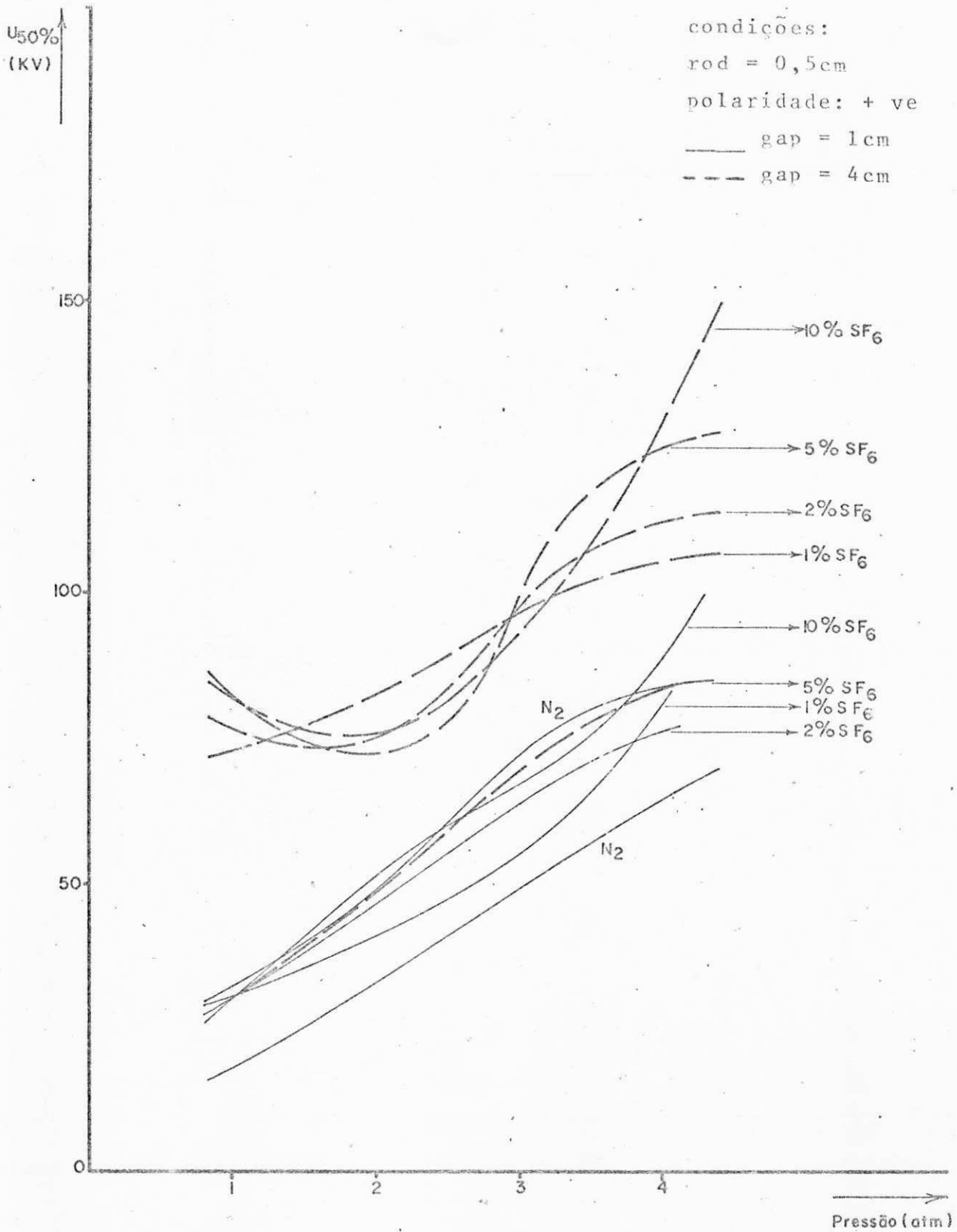


Figura 5.1.

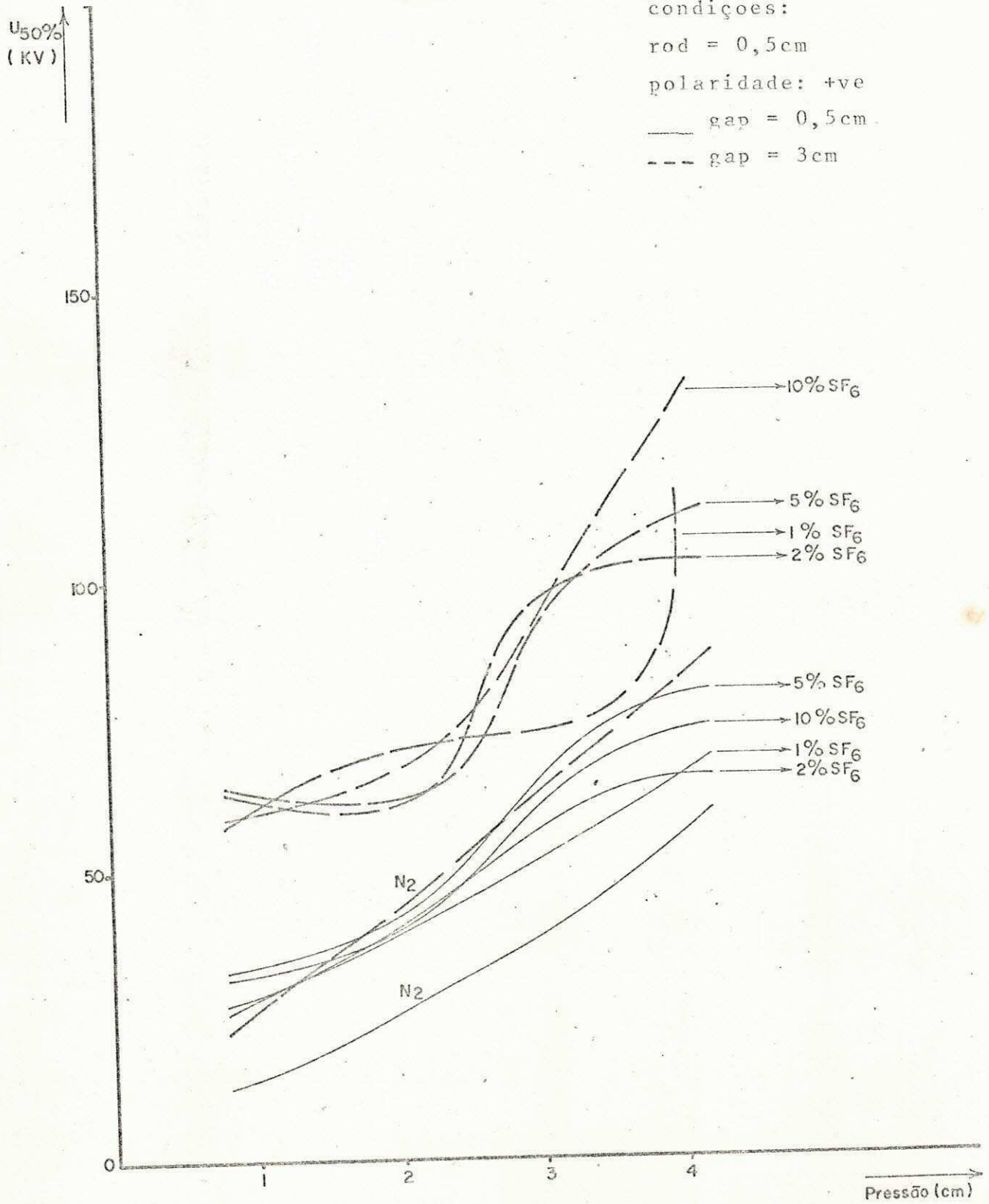


Figura 5.2.

Condições:
rod = 0,5cm
polaridade: +ve
gap = 2cm

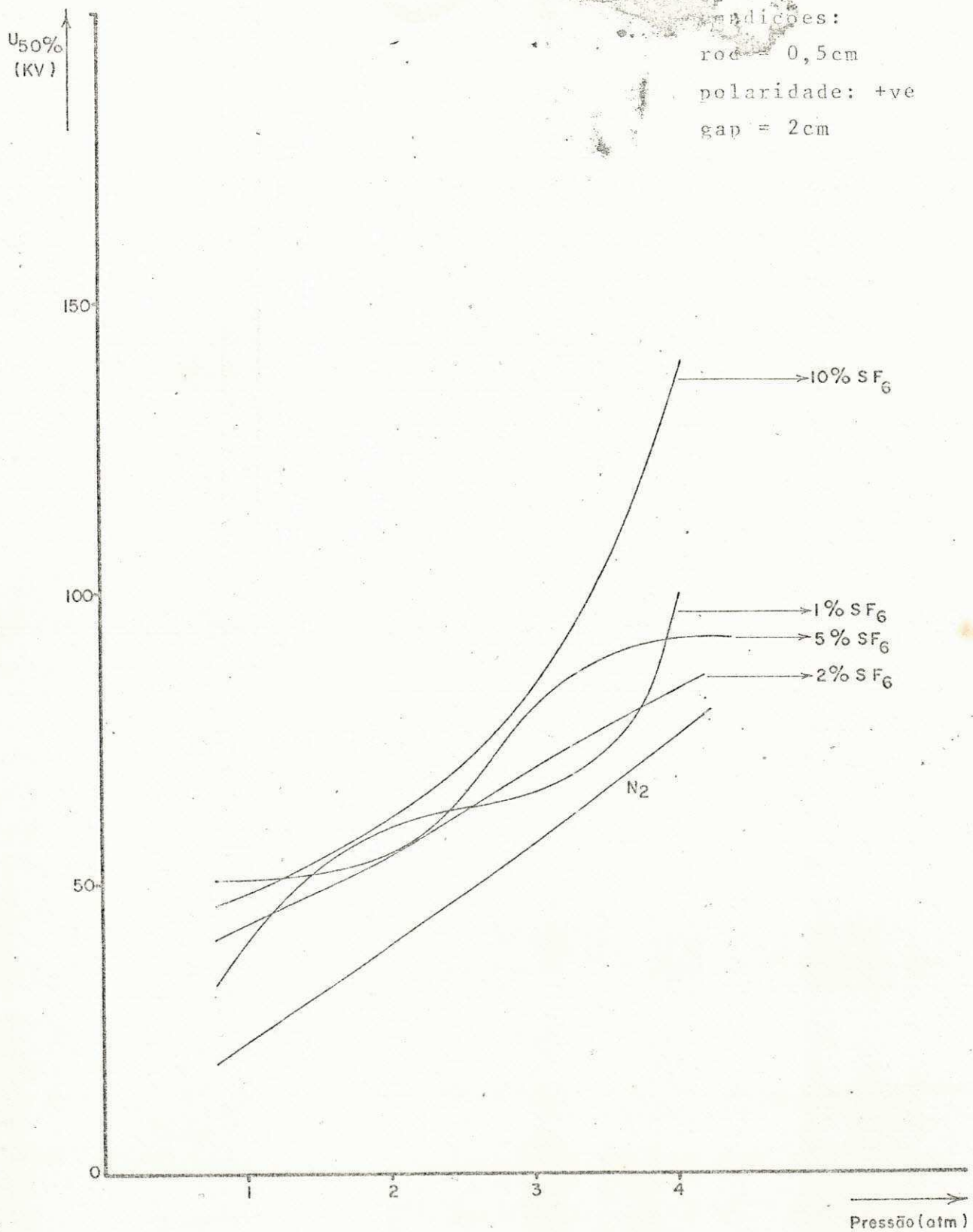


Figura 5.3.

condições:

rod = 0,5cm

polaridade: -ve

— gap = 0,5cm

- - gap = 2cm

- - - gap = 3cm

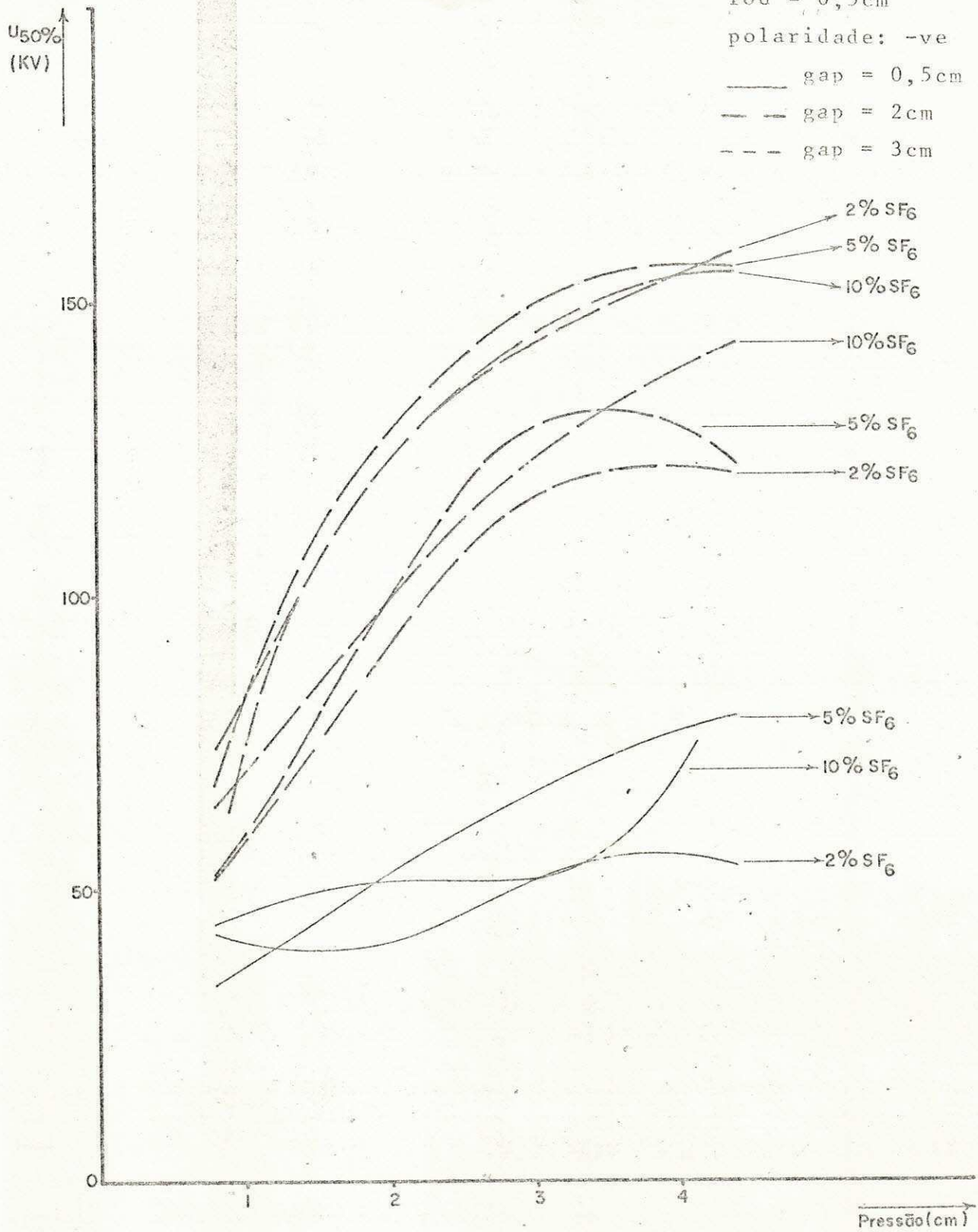


Figura 5.4.

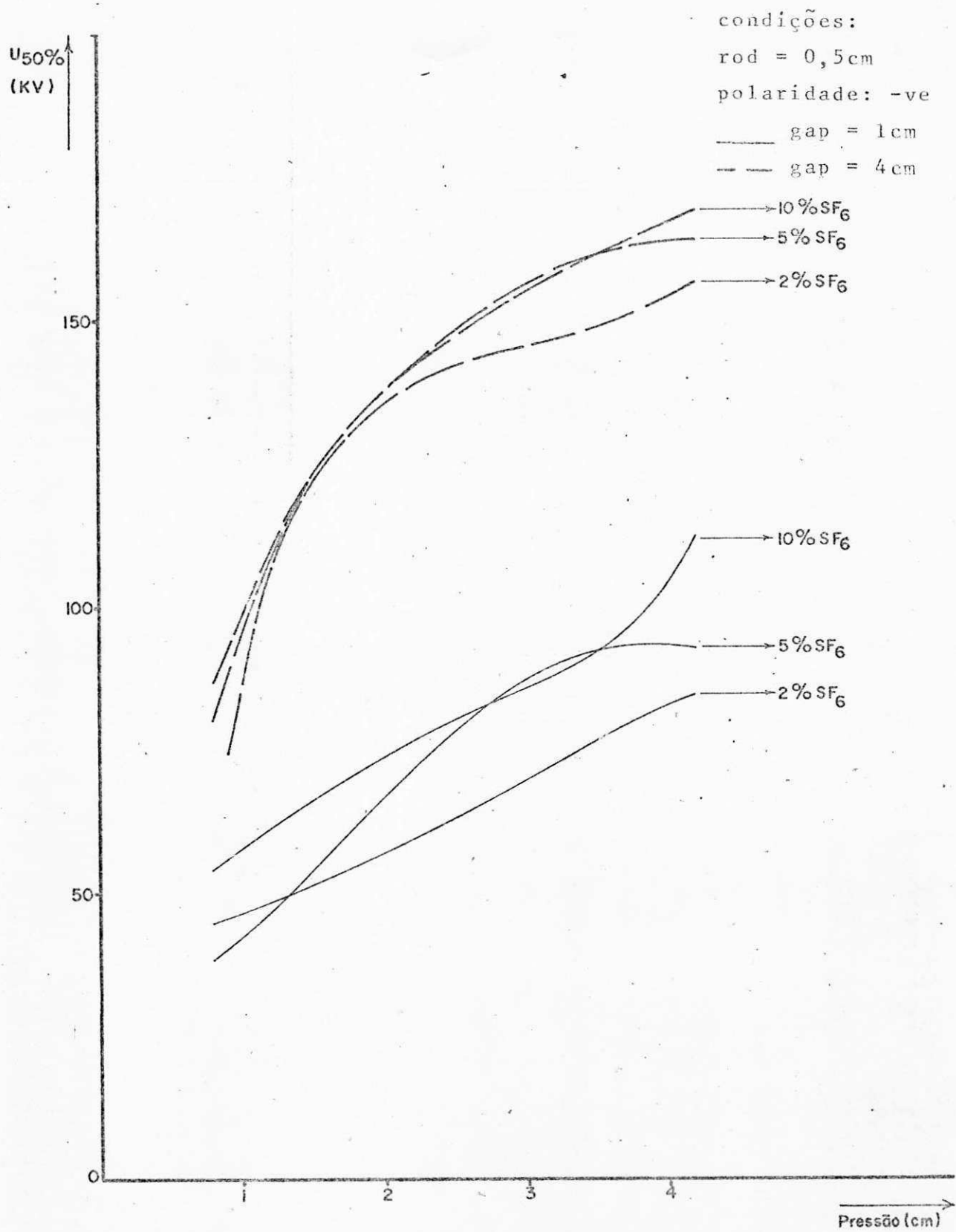


Figura 5.5.

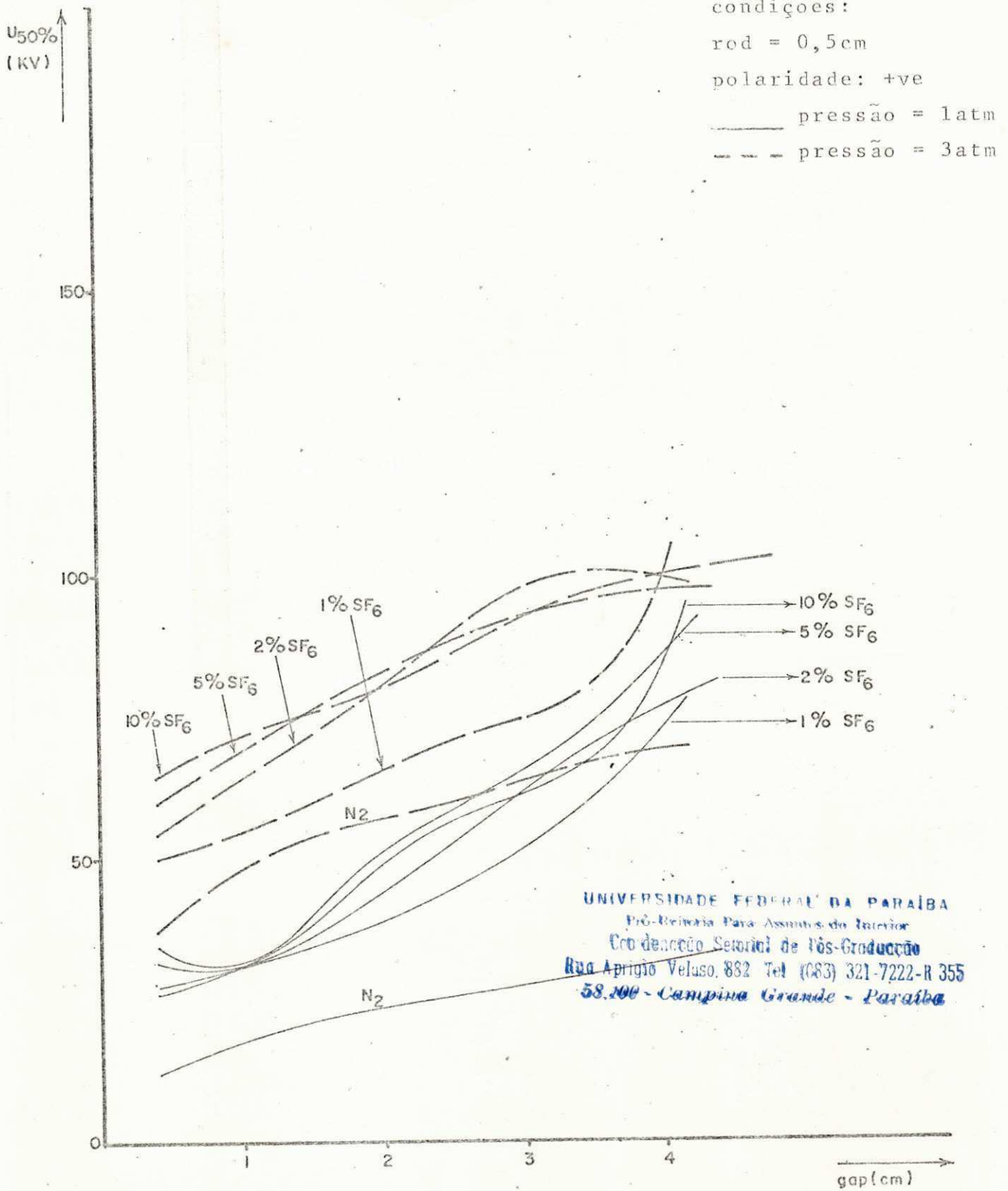


Figura 5.6.

condições:

rod = 0,5cm

polaridade: +ve

— pressão = 2atm

- - - pressão = 4atm

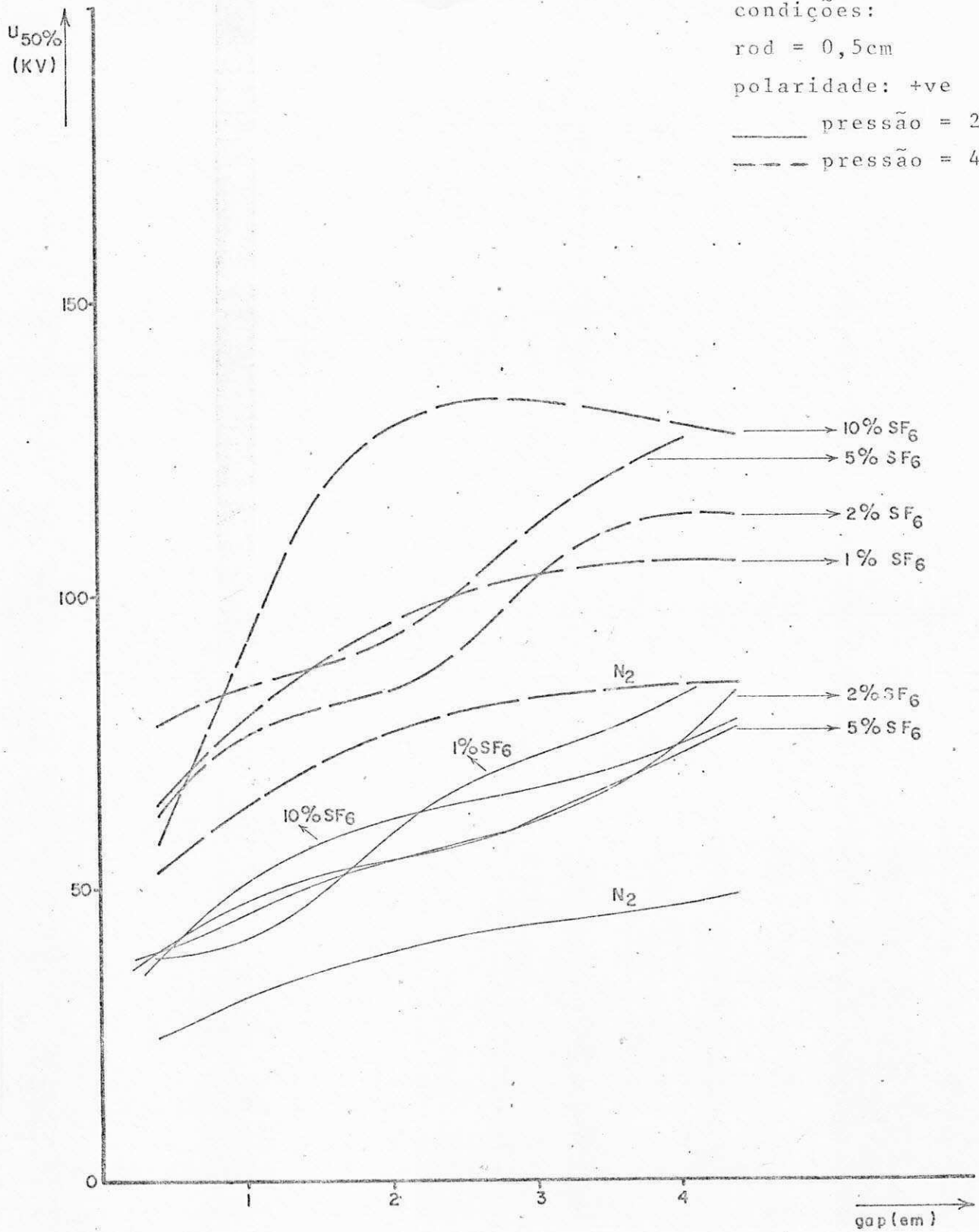


Figura 5.7.

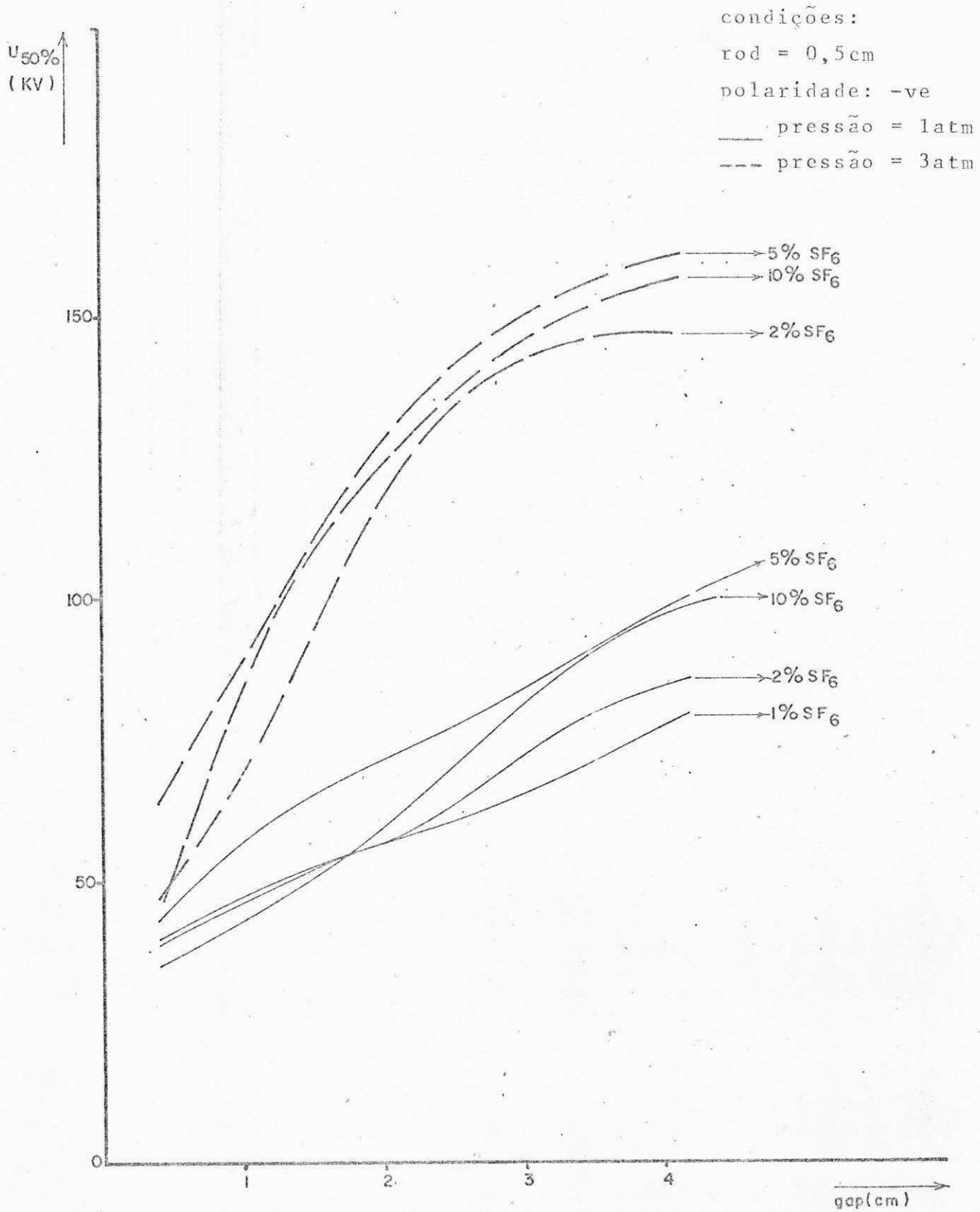


Figura 5.8.

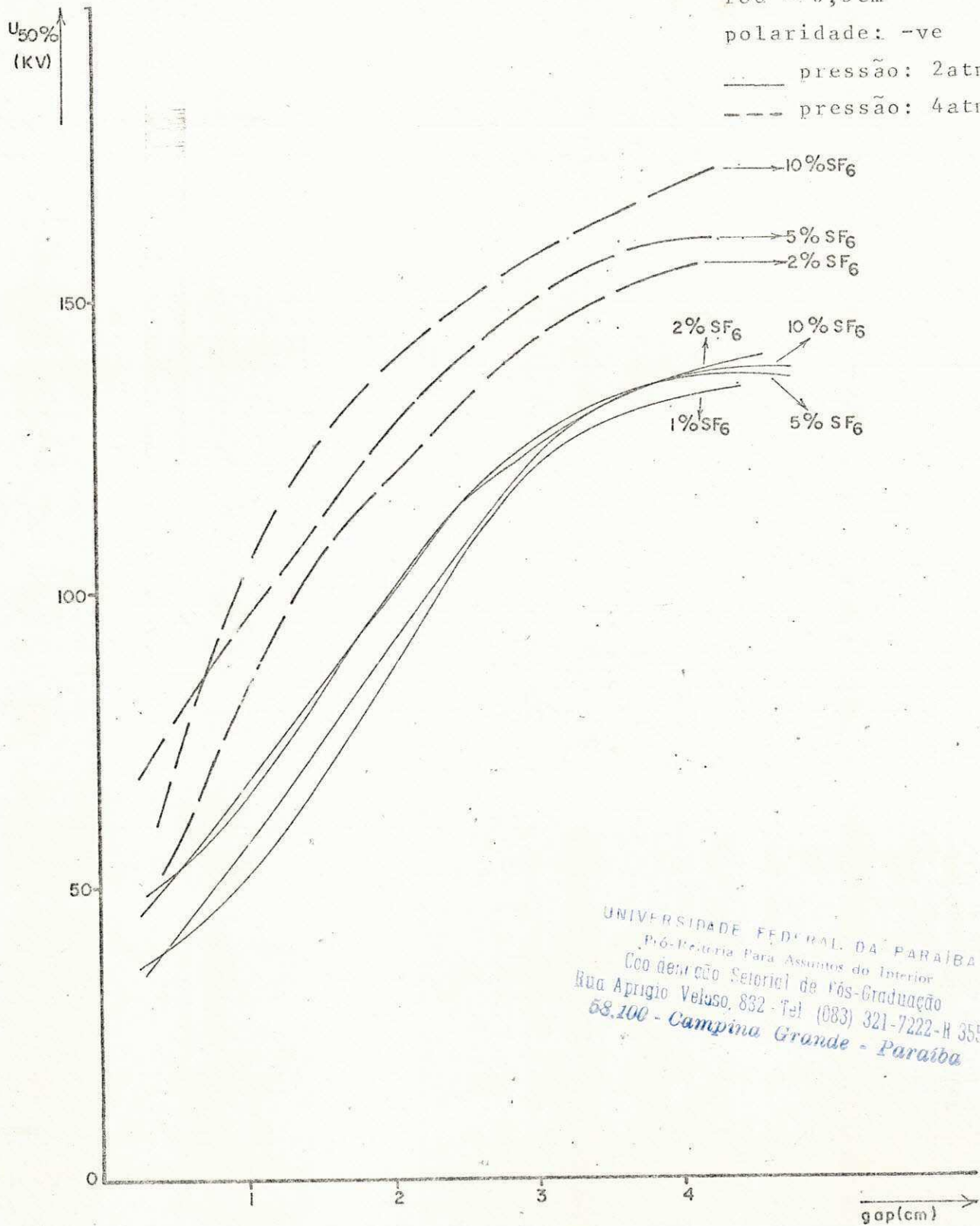
condições:

rod = 0,5cm

polaridade: -ve

— pressão: 2atm

- - - pressão: 4atm



UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAIBA
 Pró-Reitoria Para Assuntos do Interior
 Coordenação Setorial de Pós-Graduação
 Rua Aprígio Veloso, 832 - Tel (083) 321-7222-R 355
 58.100 - Campina Grande - Paraíba

Figura 5.9.

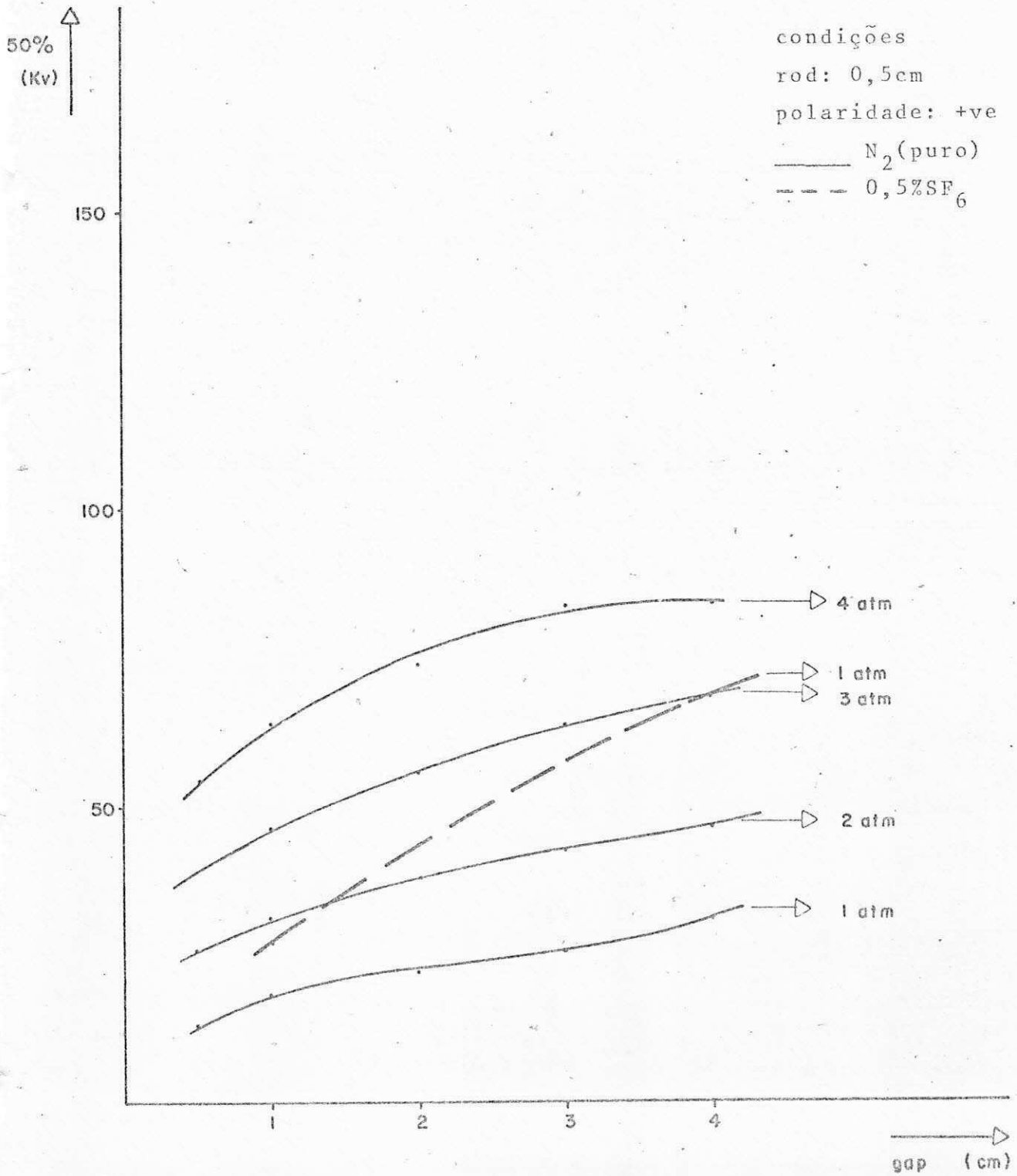


Figura 5.10.

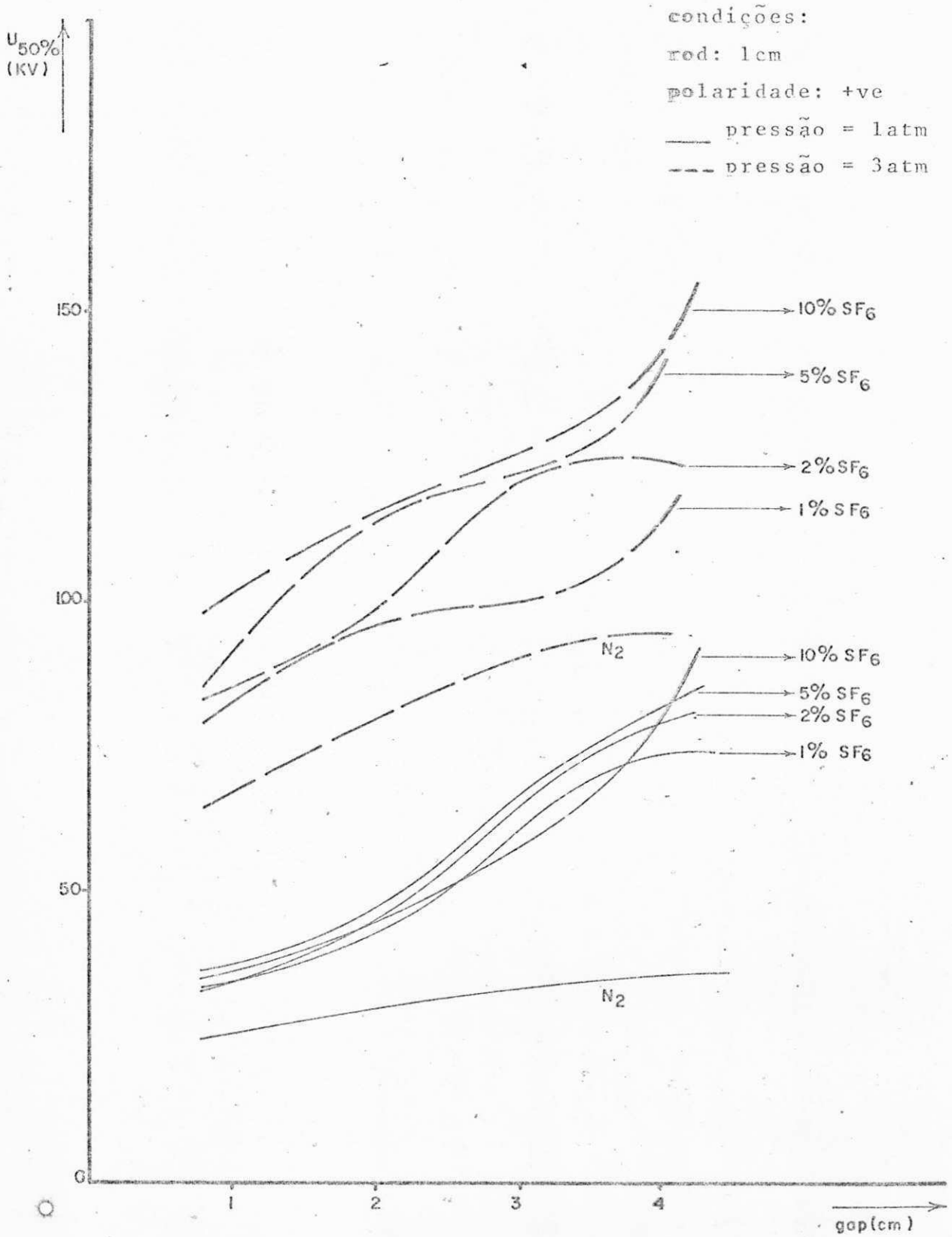


Figura 5.11.

condições:
rod = 1cm
polaridade: +ve
— pressão: 2atm
- - - pressão: 4atm

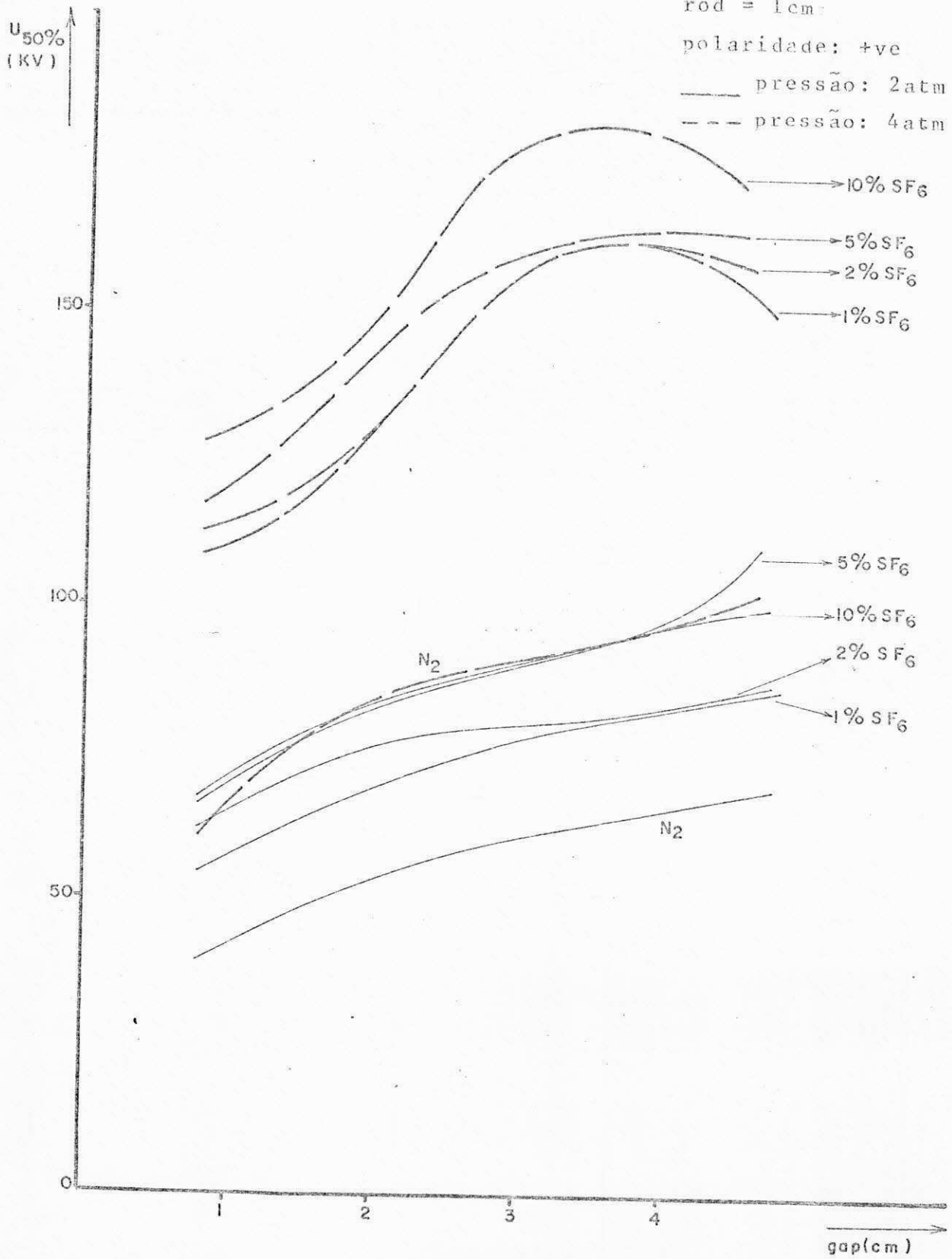


Figura 5.12.

condições:

rod = 1cm

polaridade: -ve

— pressão: 1atm

- - - pressão: 3atm

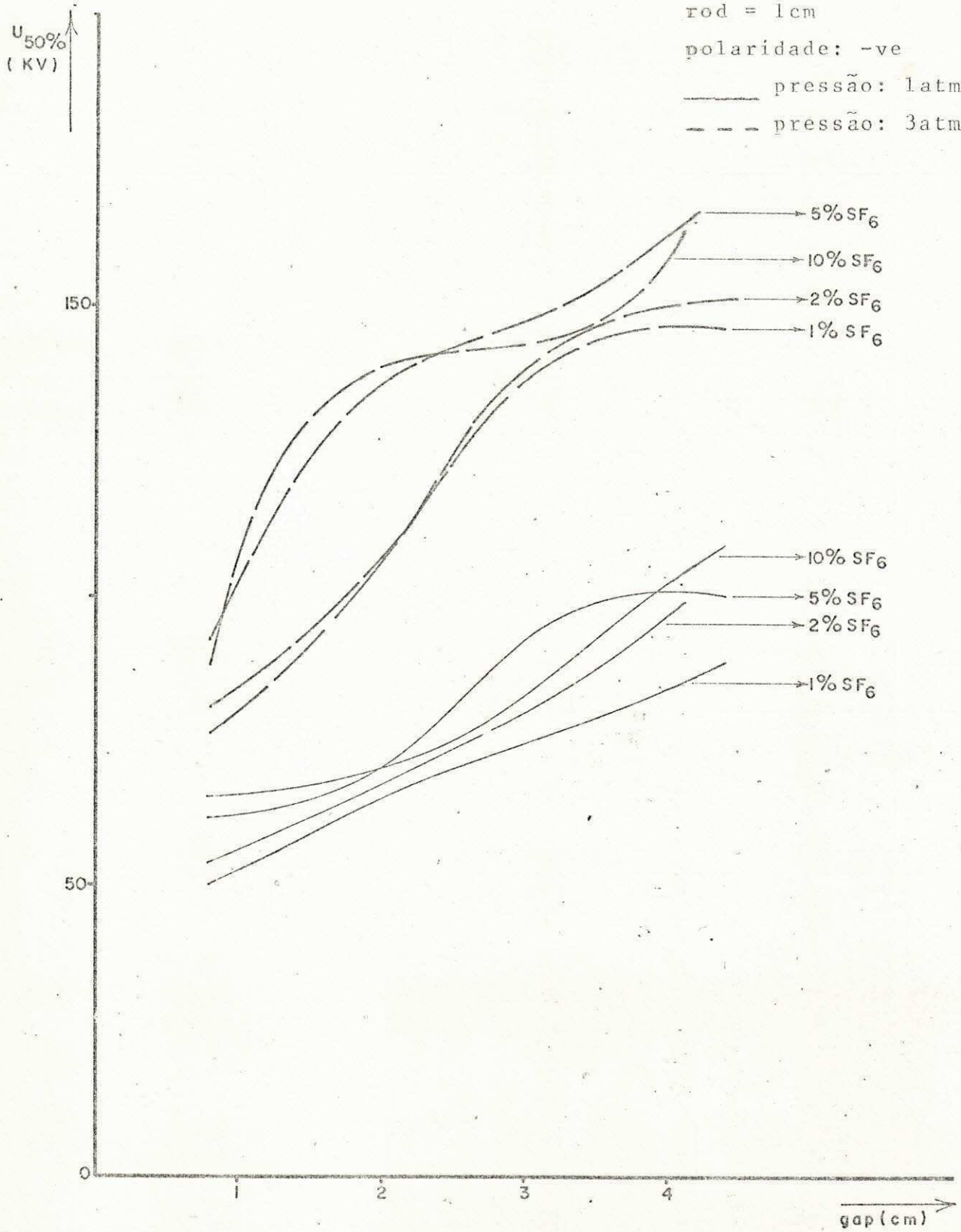


Figura 5.13.

condições:

rod = 1cm

polaridade: -ve

— pressão = 2atm

- - - pressão = 4atm

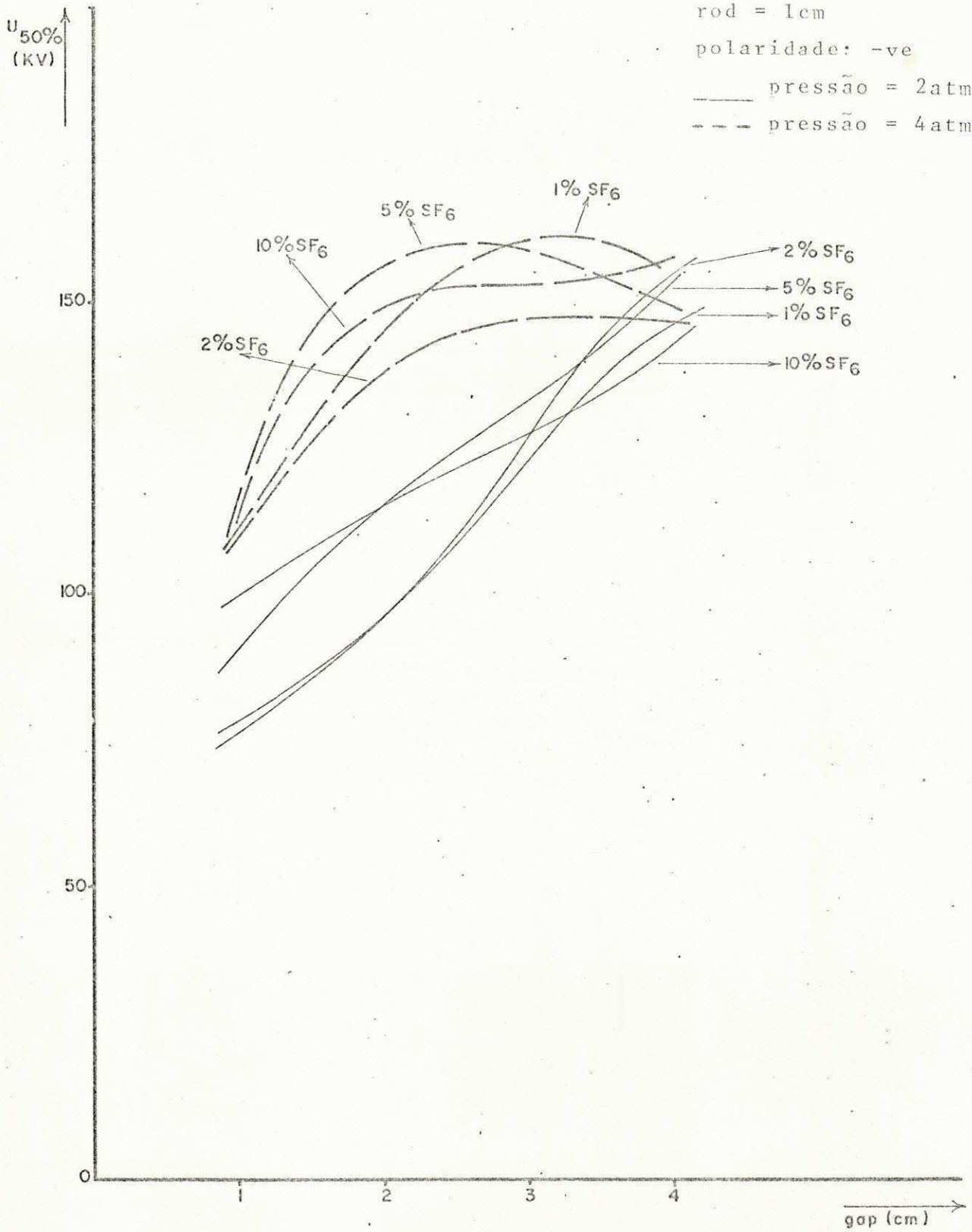


Figura 5.14.

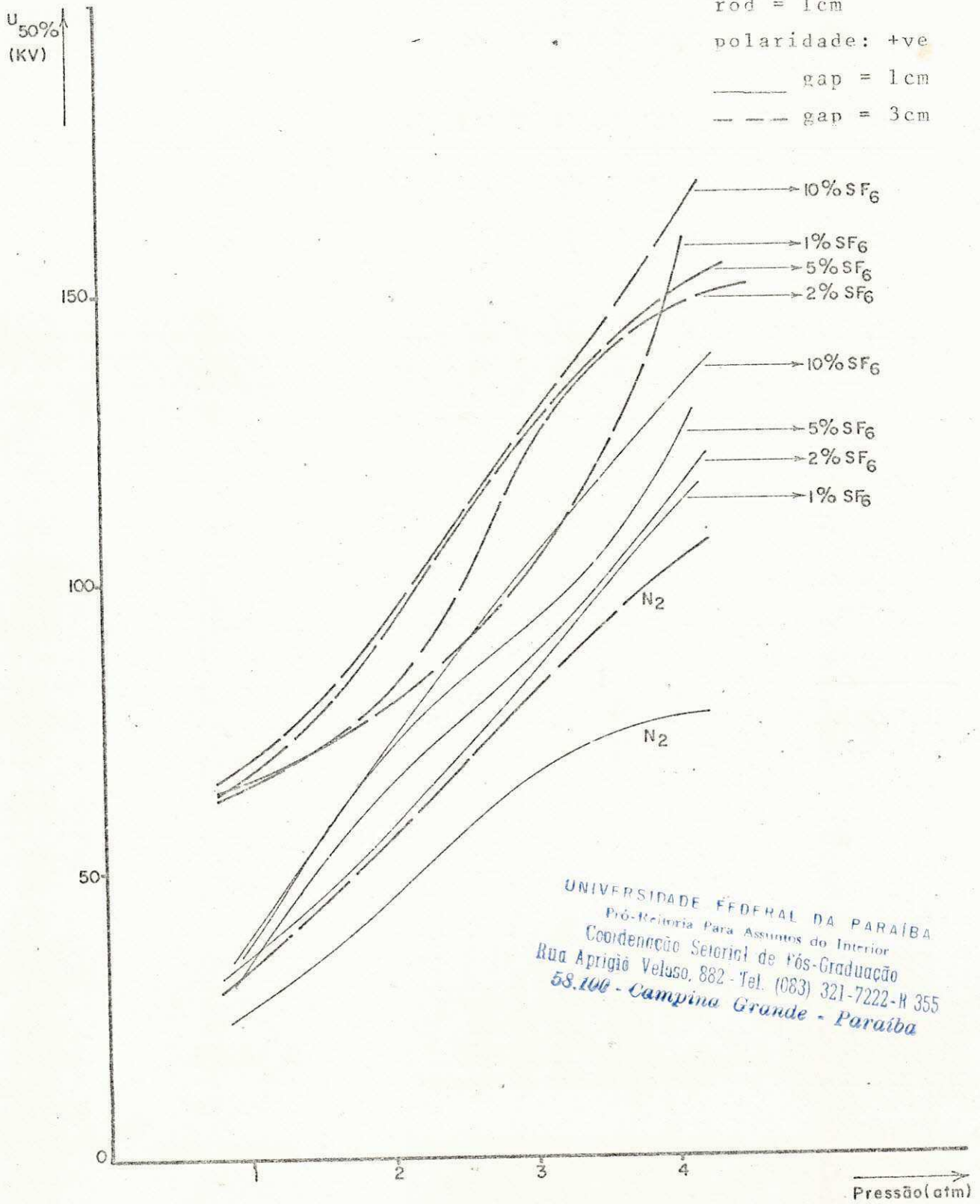
condições:

rod = 1cm

polaridade: +ve

— gap = 1cm

- - - gap = 3cm



UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA
 Pró-Reitoria Para Assuntos do Interior
 Coordenação Setorial de Pós-Graduação
 Rua Aprígio Veloso, 882 - Tel. (083) 321-7222-R 355
 58.100 - Campina Grande - Paraíba

Figura 5.15.

condiçoes:
rod = 1cm
polaridade: +ve
— gap = 2cm
- - - gap = 4cm

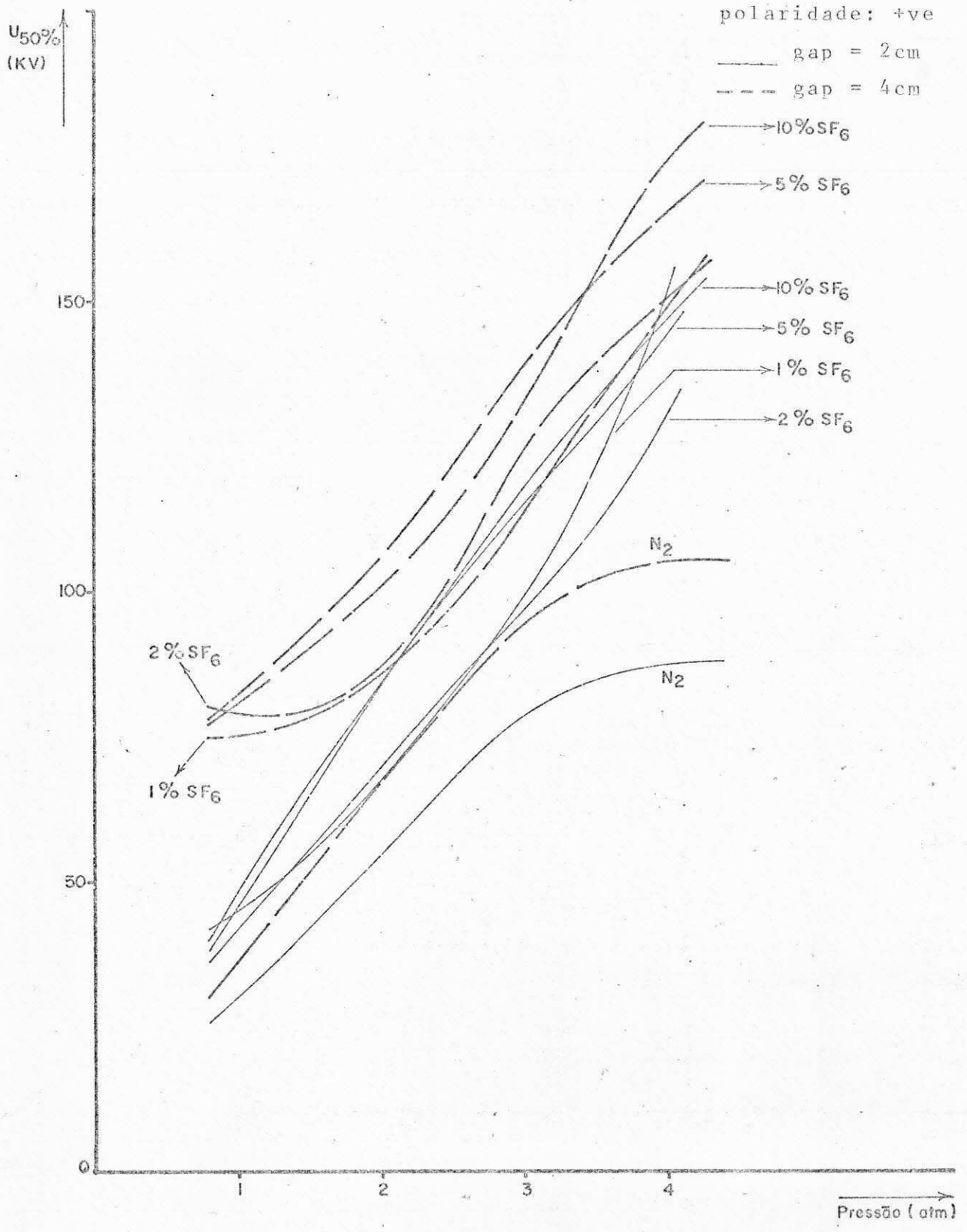


Figura 5.16.

condições:

rod = 1cm

polaridade: -ve

—— gap = 1cm

- - - gap = 3cm

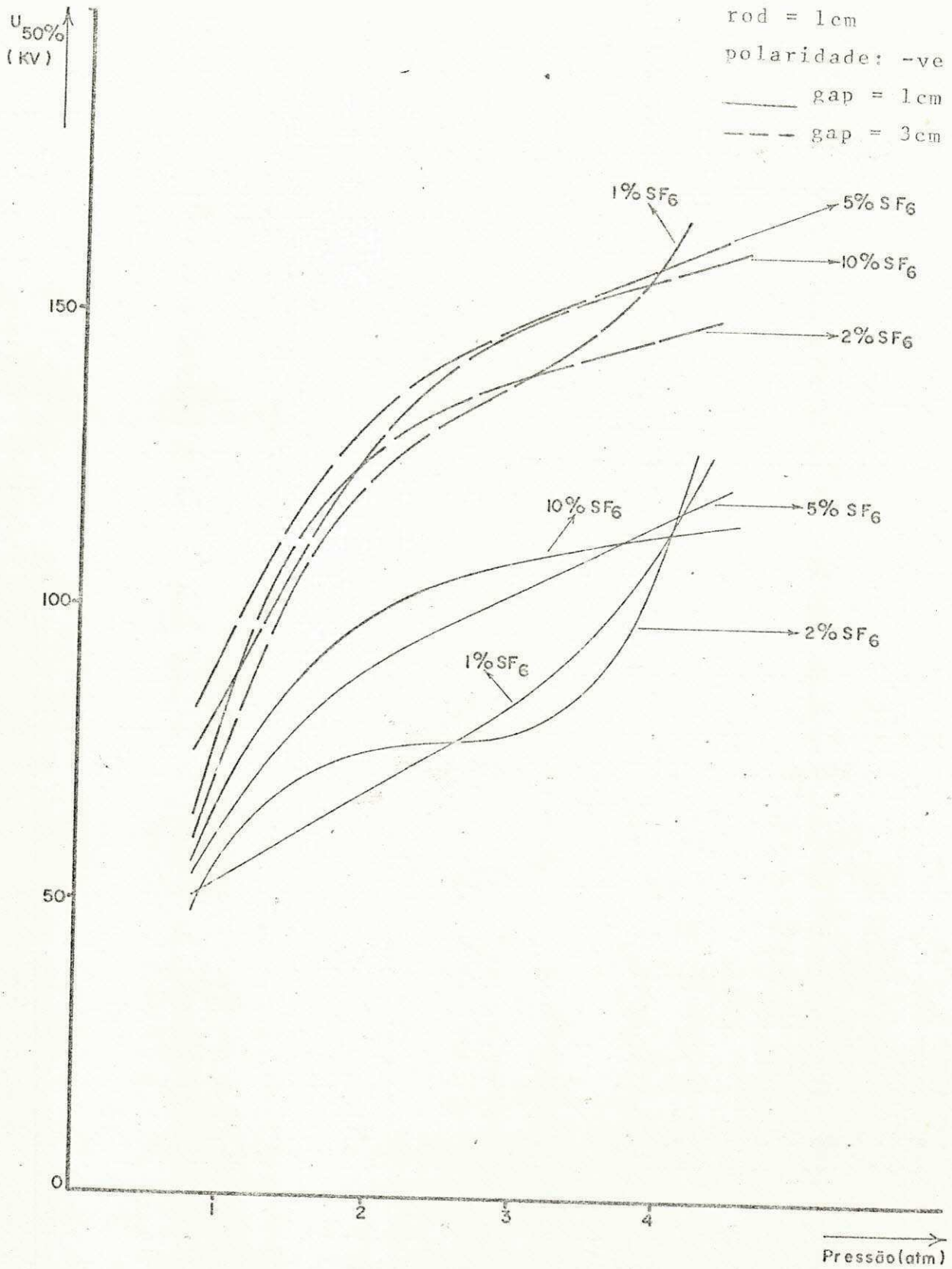
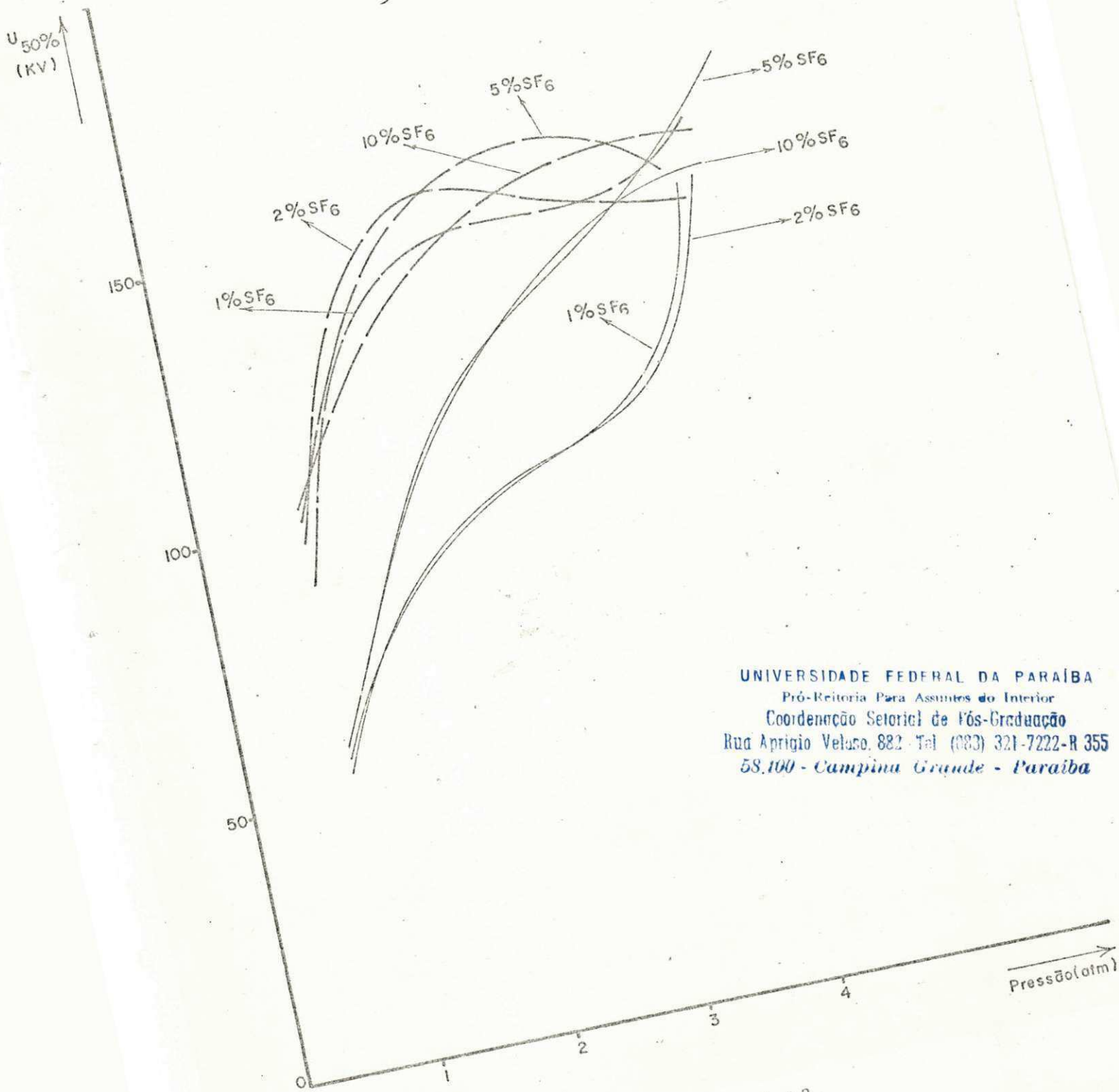


Figura 5.17.

condições:
rod = 1cm
polaridade -ve
— gap = 2cm
— gap = 4cm



UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA
Pró-Reitoria Para Assuntos do Interior
Coordenação Setorial de Pós-Graduação
Rua Aprígio Veloso, 882 - Tel (083) 321-7222-R 355
58.100 - Campina Grande - Paraíba

Figura 5.18.

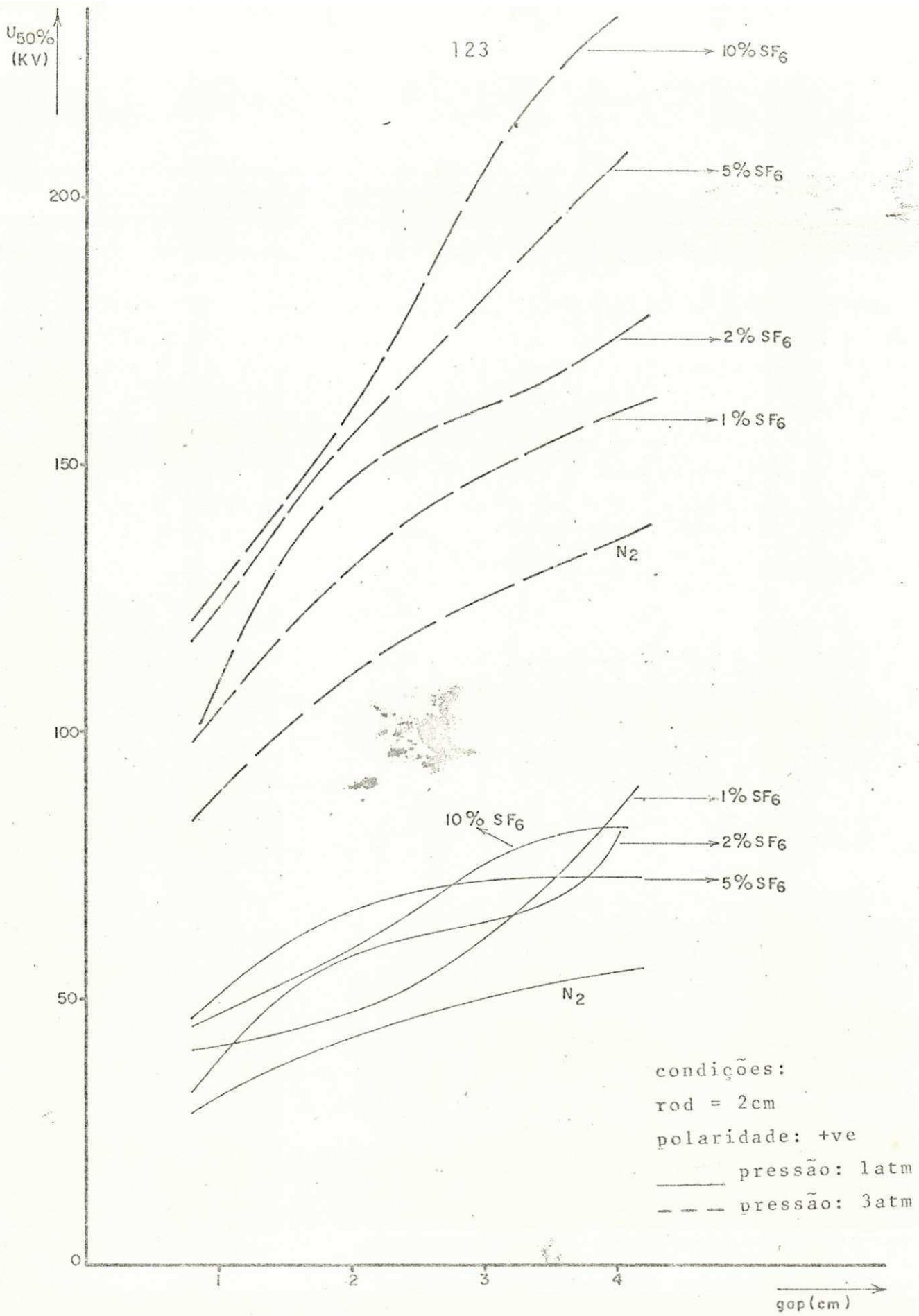


Figura 5.19.

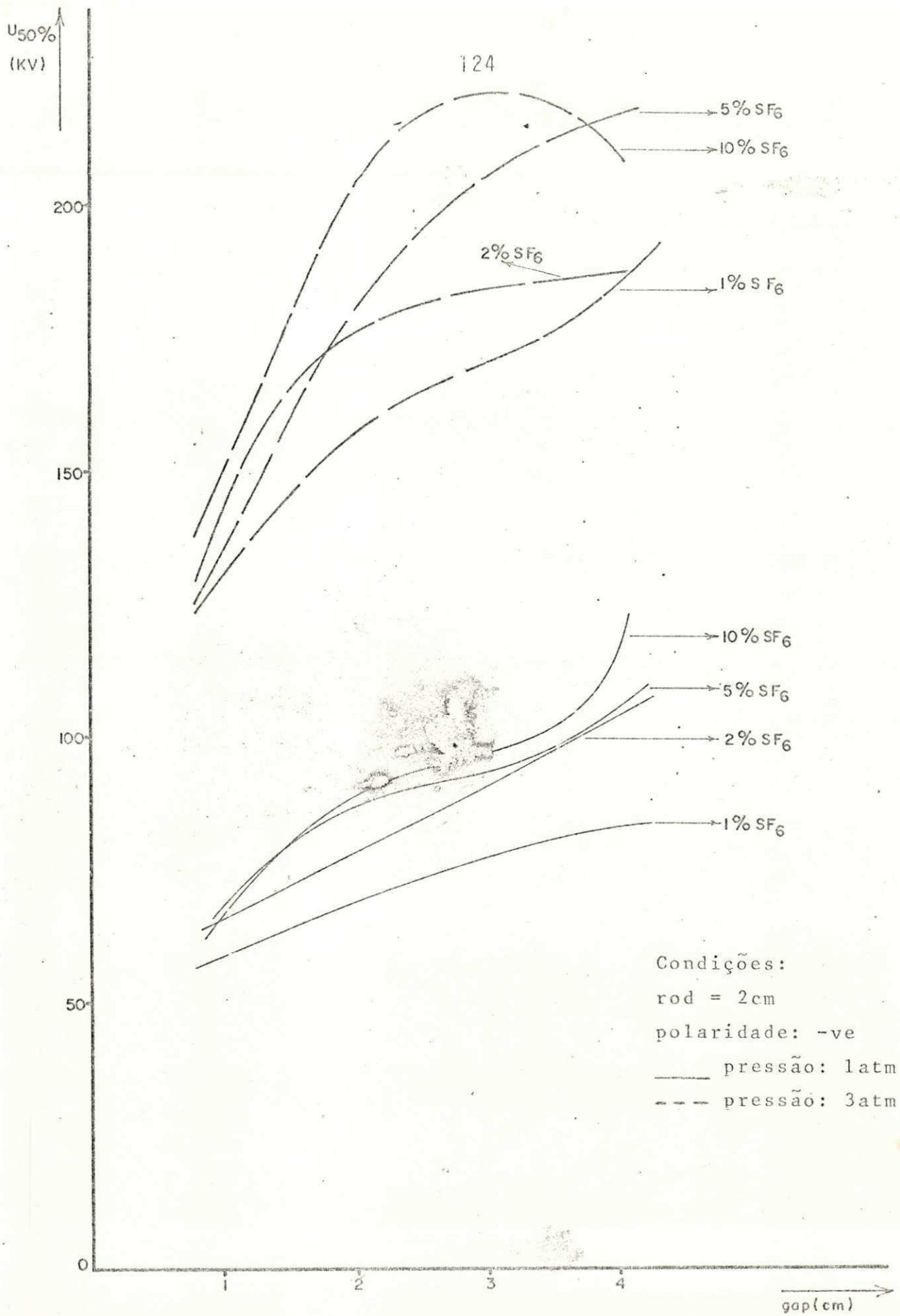


Figura 5.20.

condições:

rod = 2cm

pressão: 2atm

— polaridade: +ve

- - - polaridade: -ve

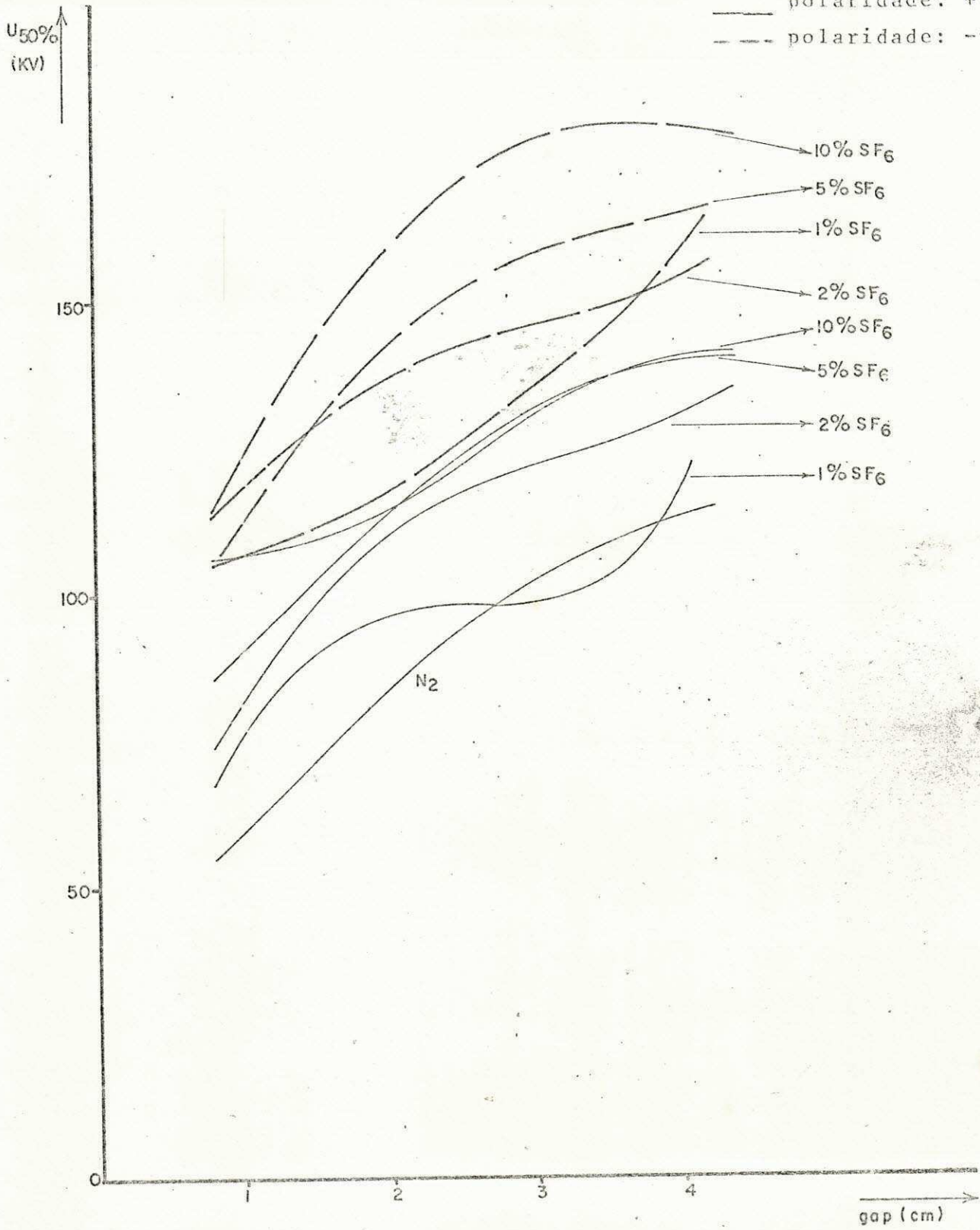


Figura 5.21.

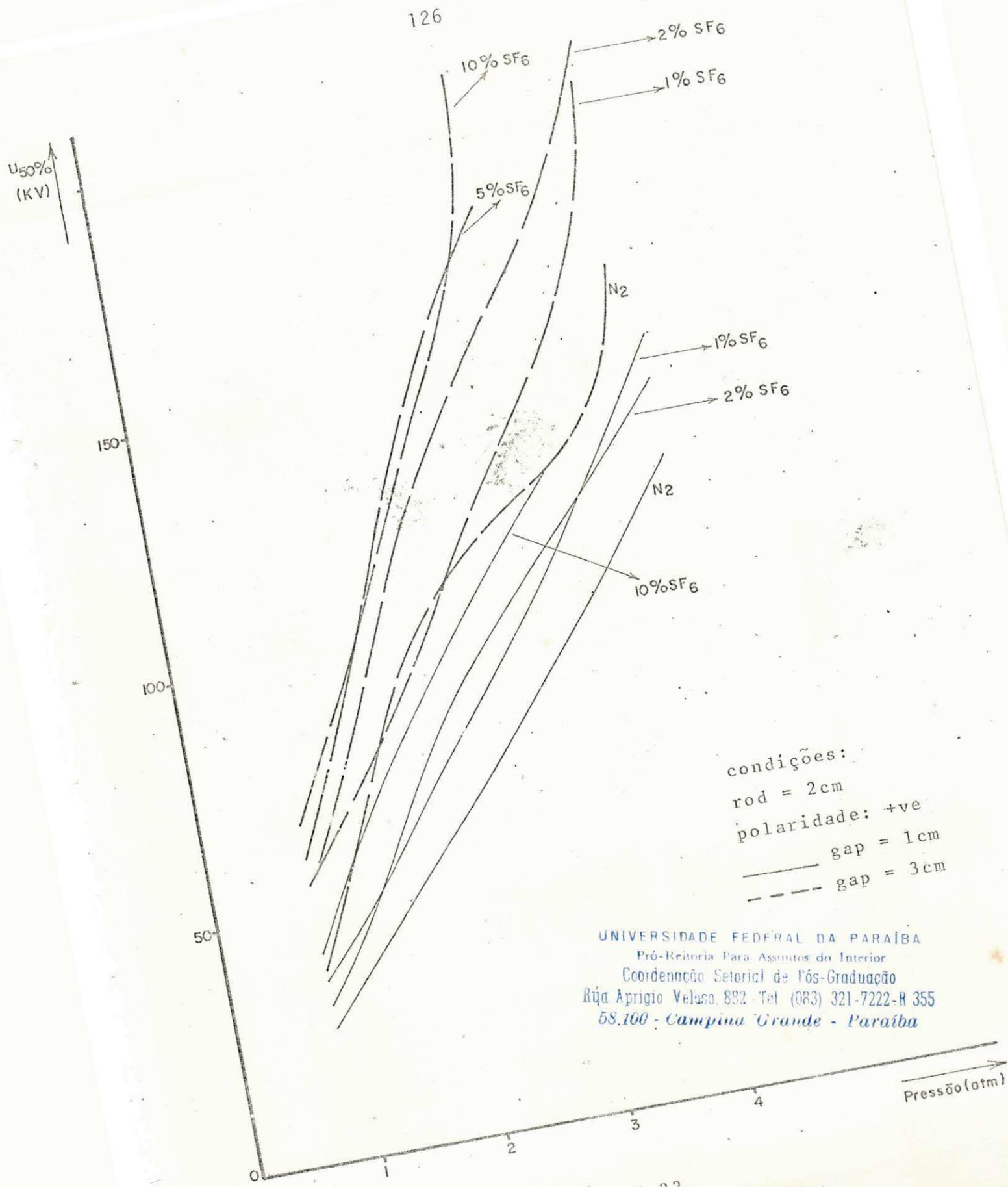


Figura 5.22.

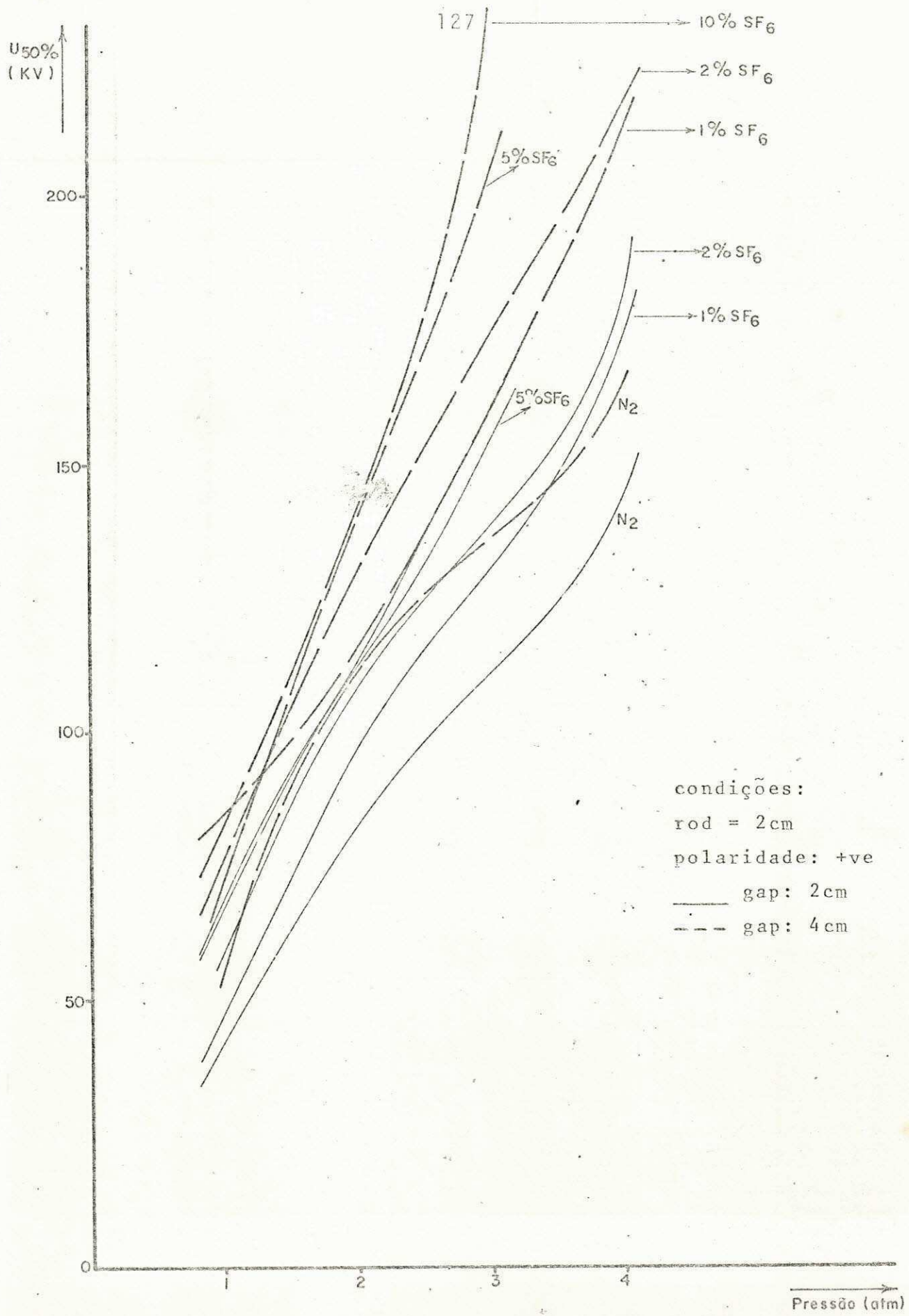


Figura 5.23.

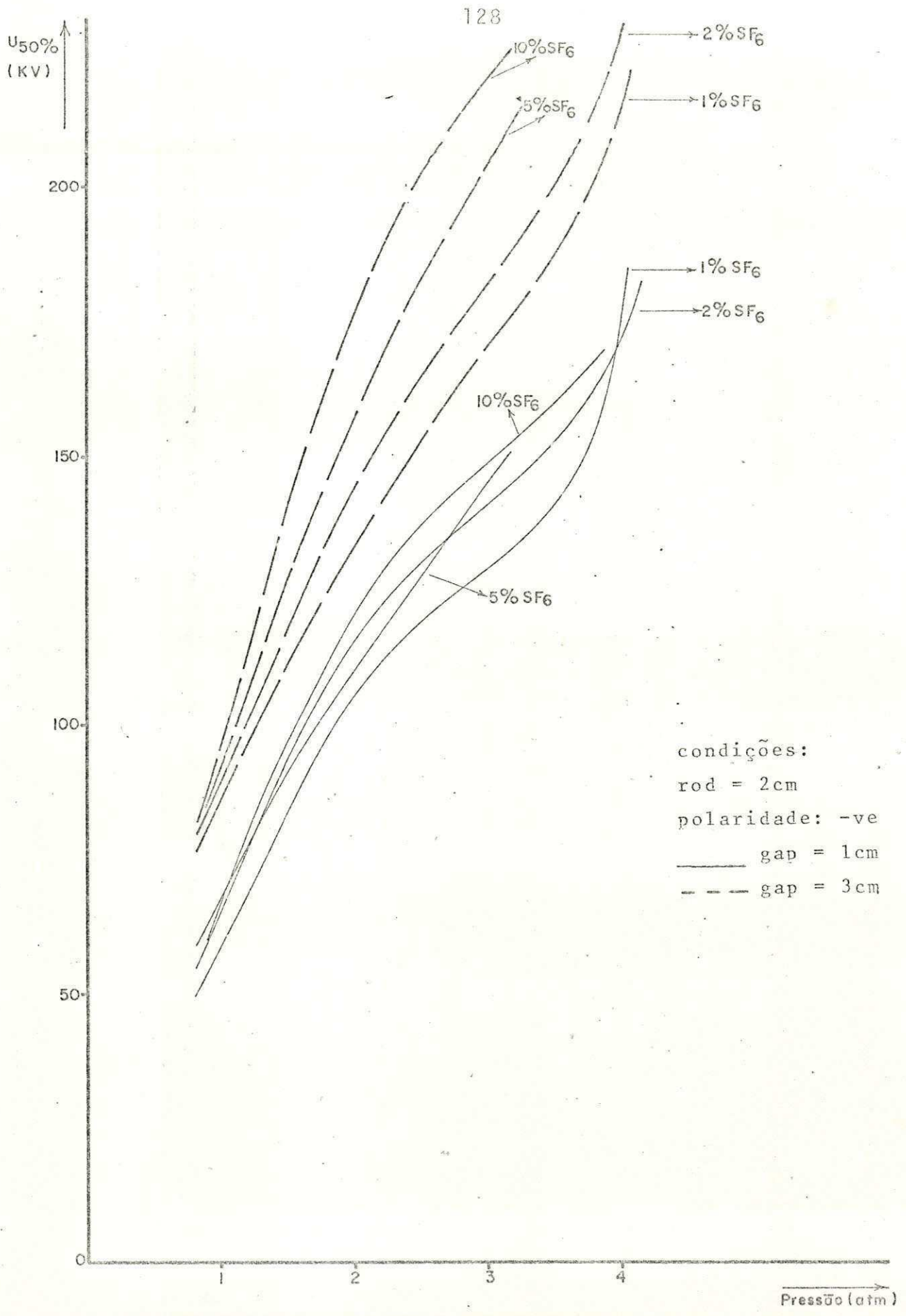


Figura 5.24.

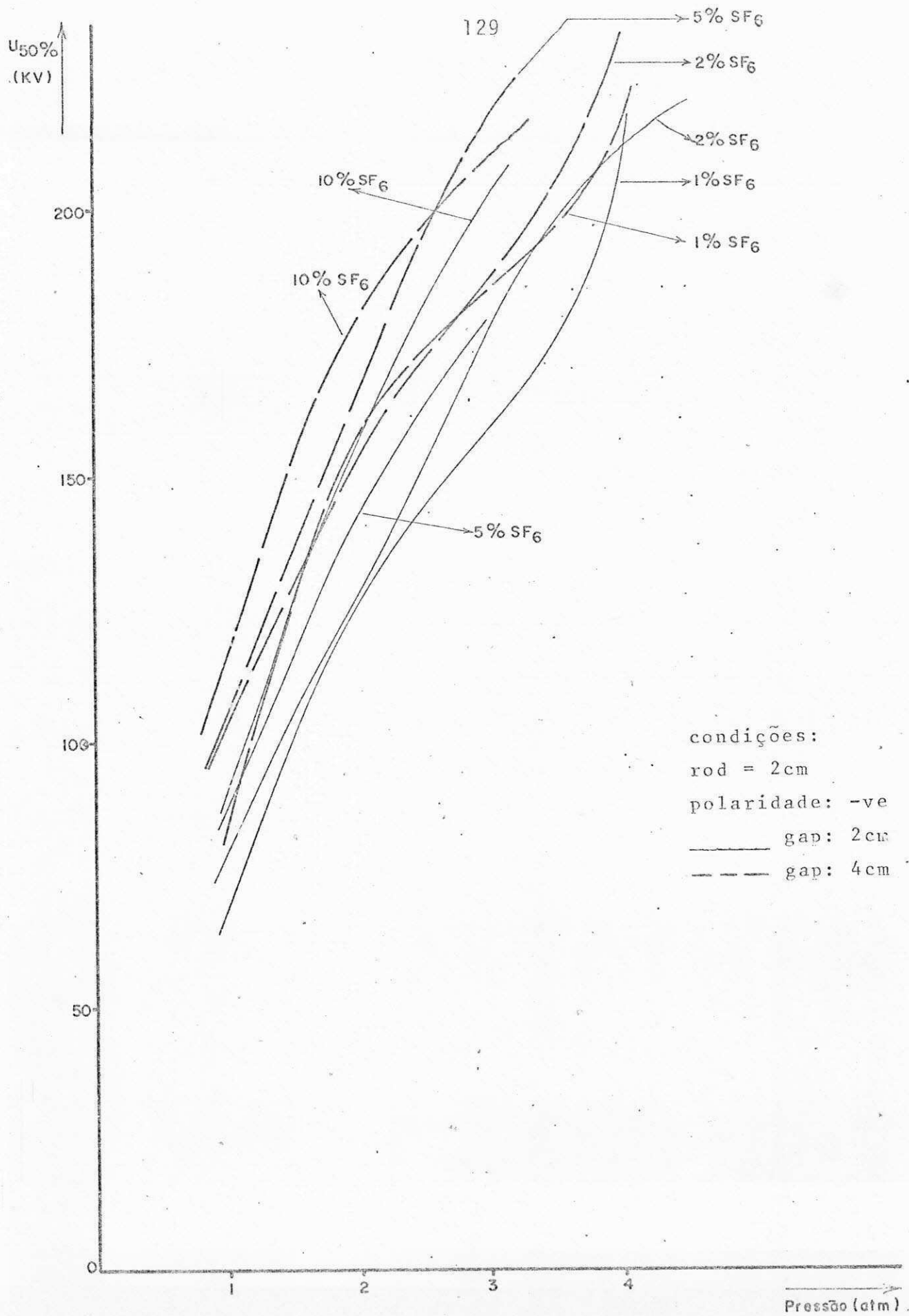


Figura 5.25.

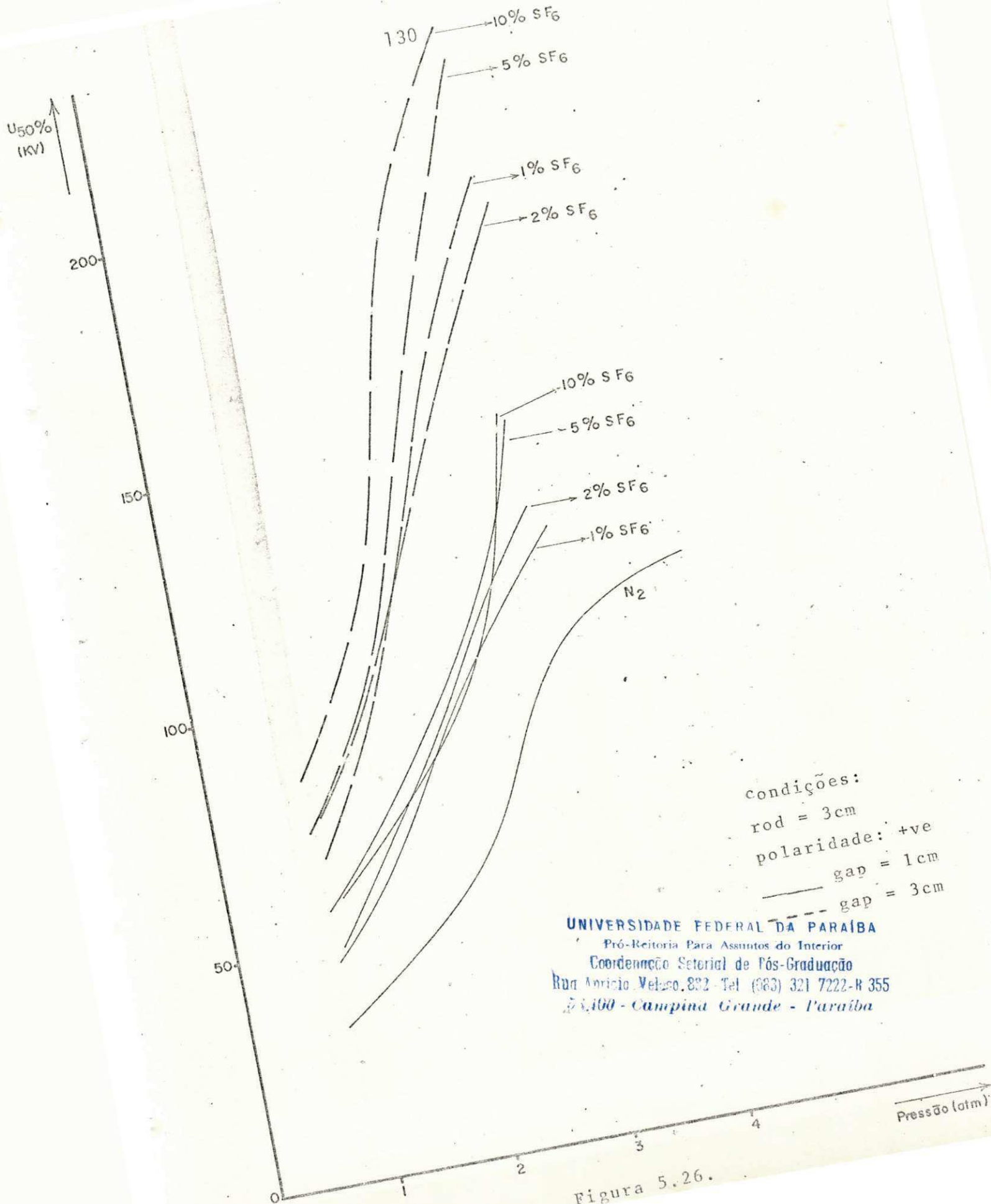


Figura 5.26.

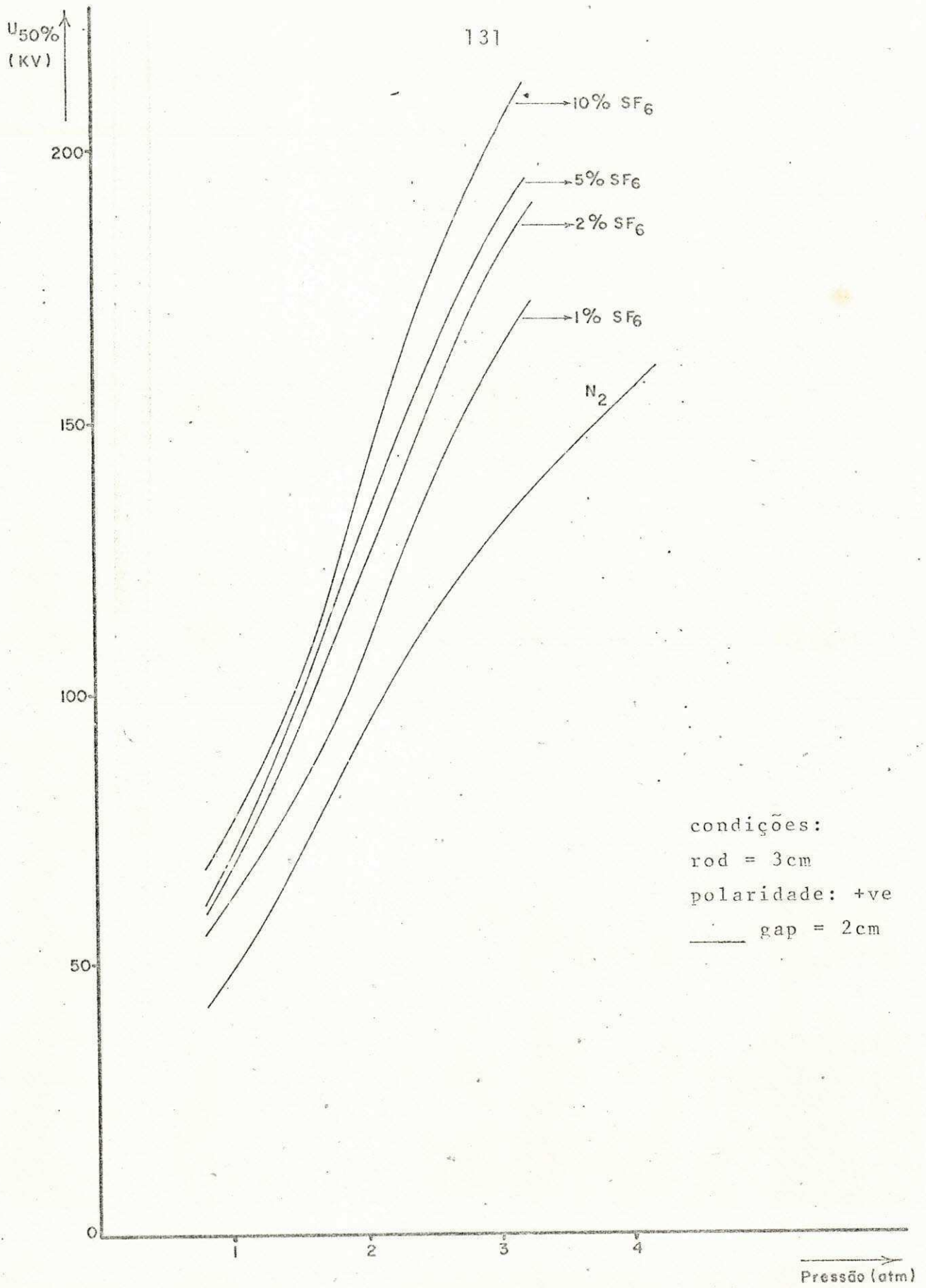


Figura 5.27.

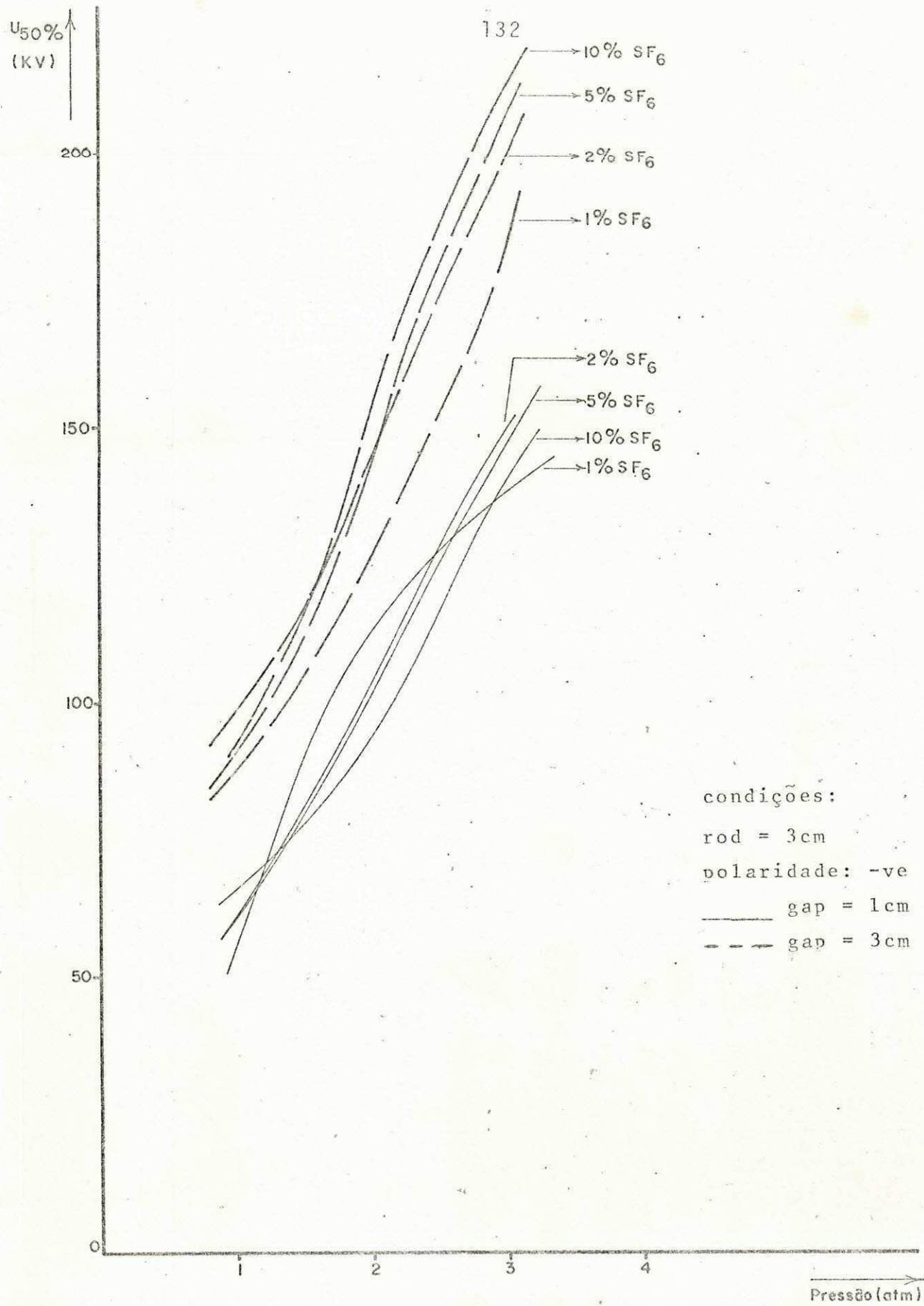
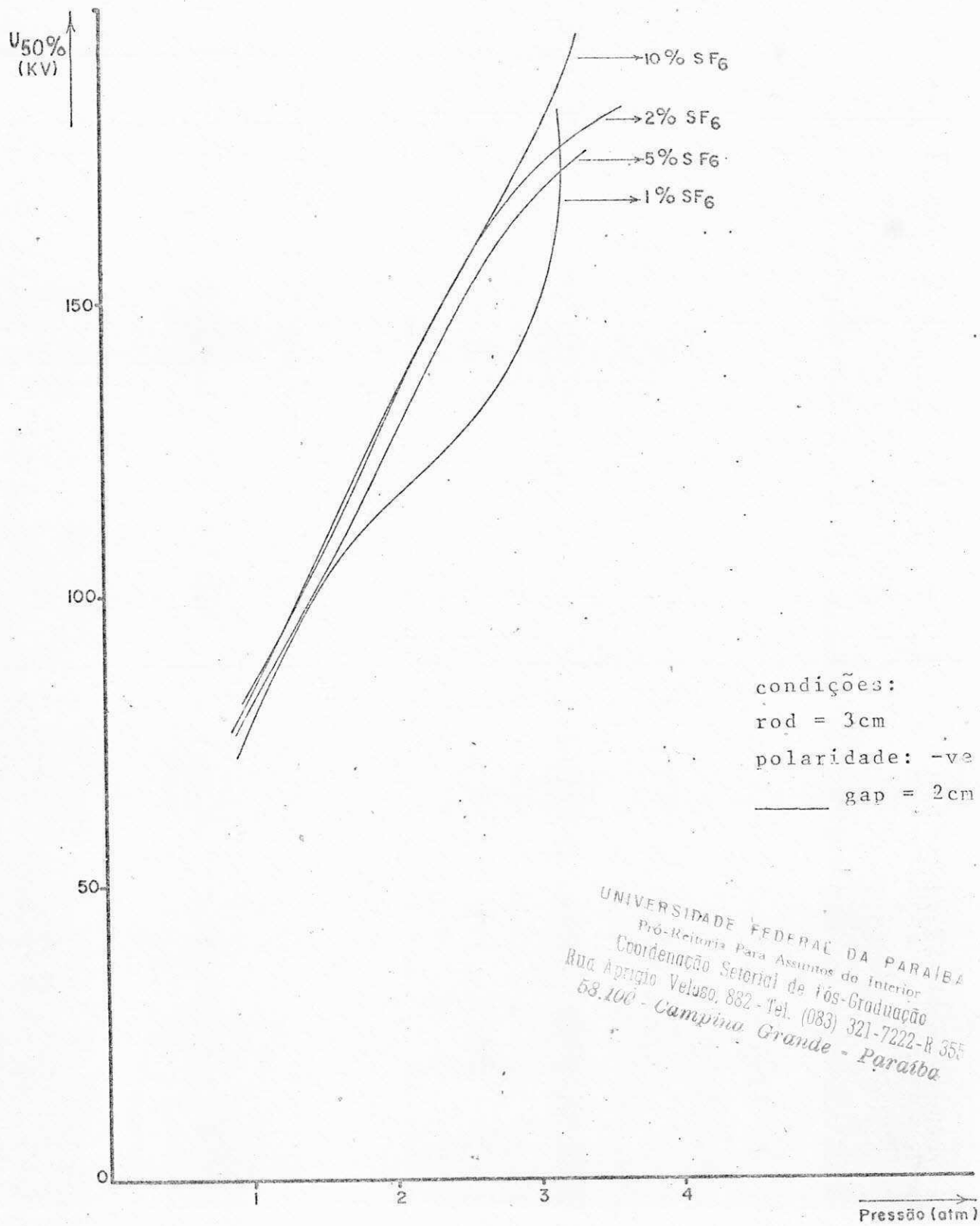


Figura 5.28.



UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA
 Pró-Reitoria Para Assuntos do Interior
 Coordenação Setorial de Pós-Graduação
 Rua Aprígio Veloso, 882 - Tel. (083) 321-7222-R 355
 58.100 - Campina Grande - Paraíba

Figura 5.29.

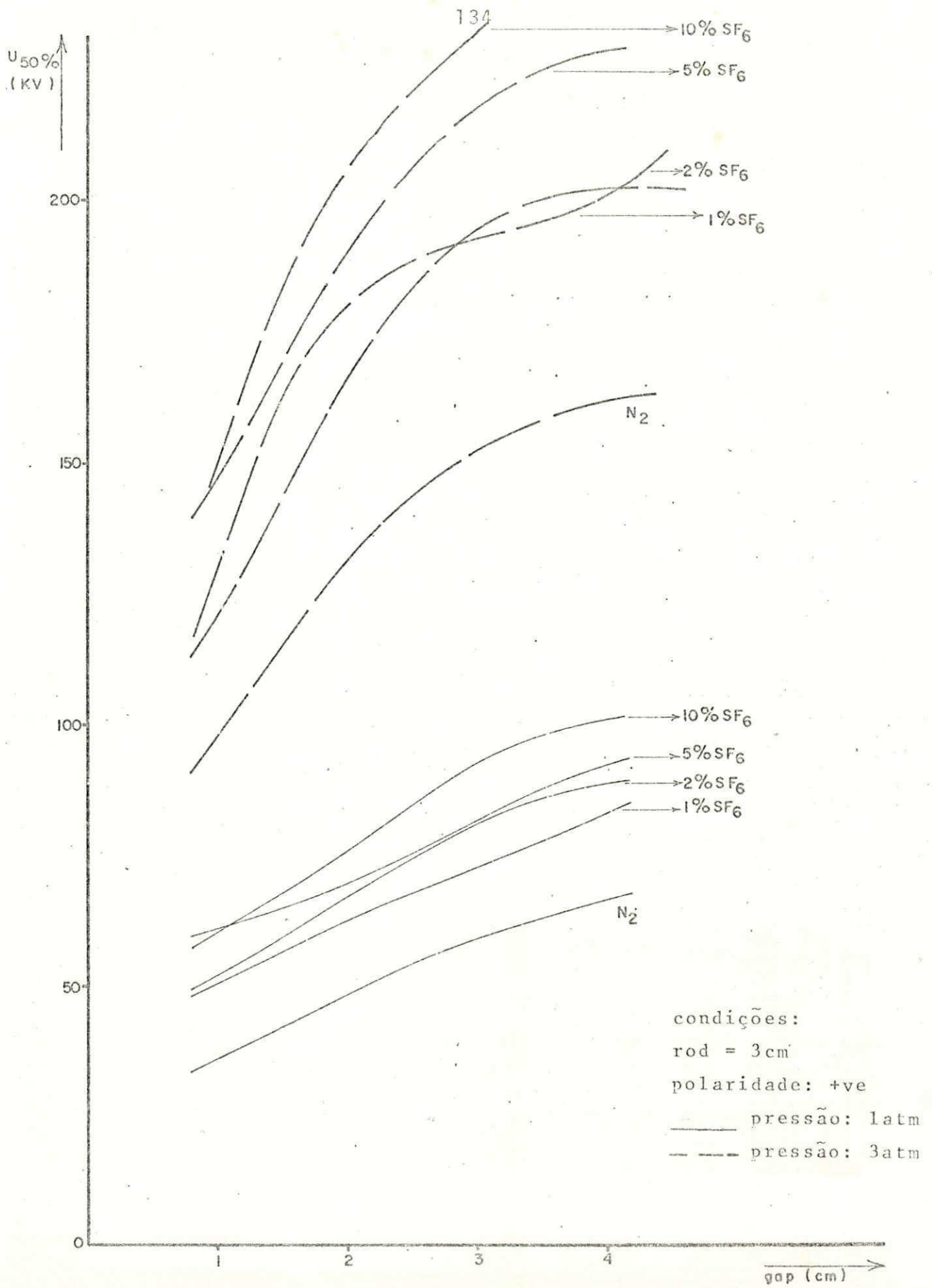


Figura 5.30.

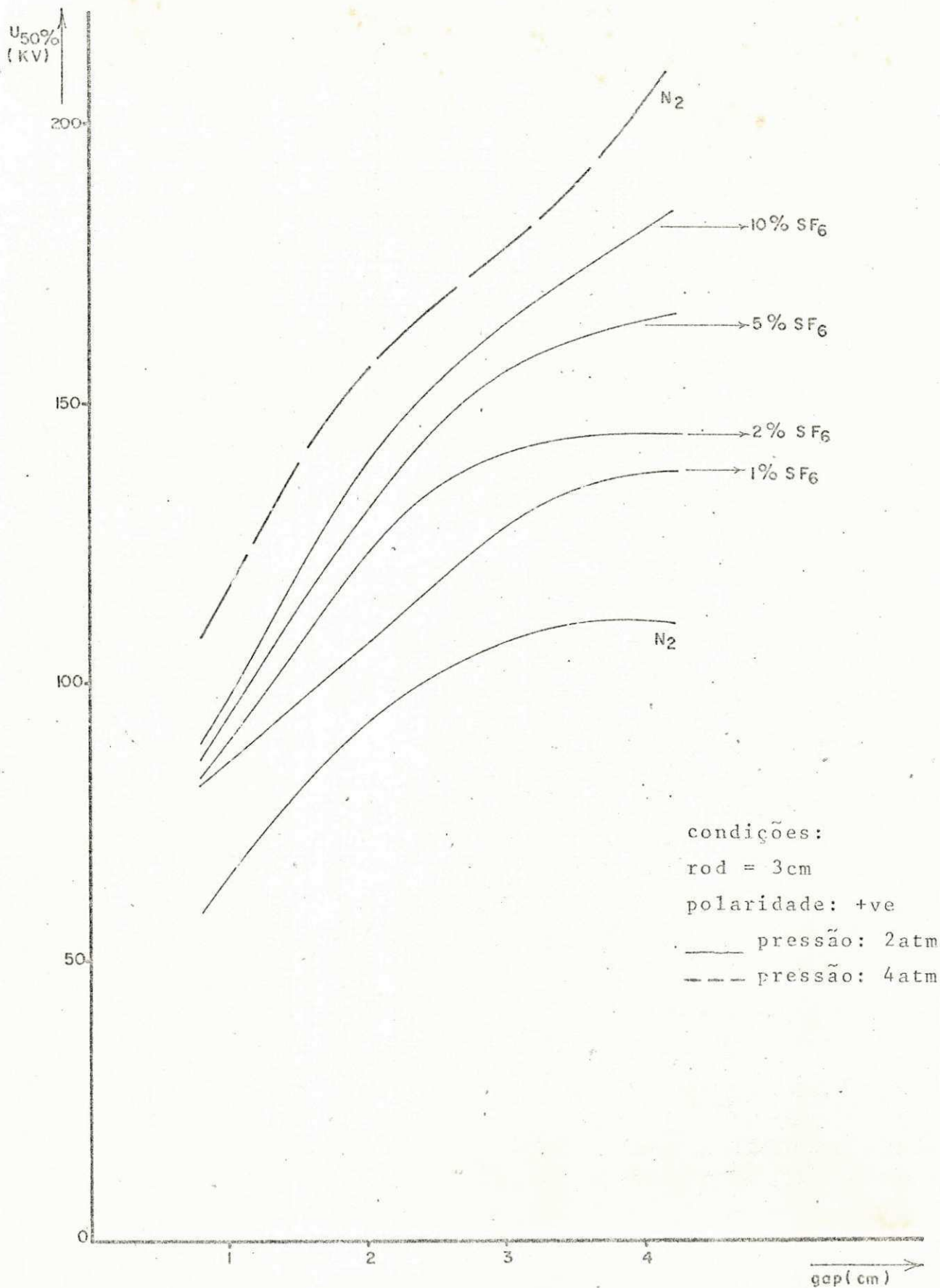


Figura 5.31.

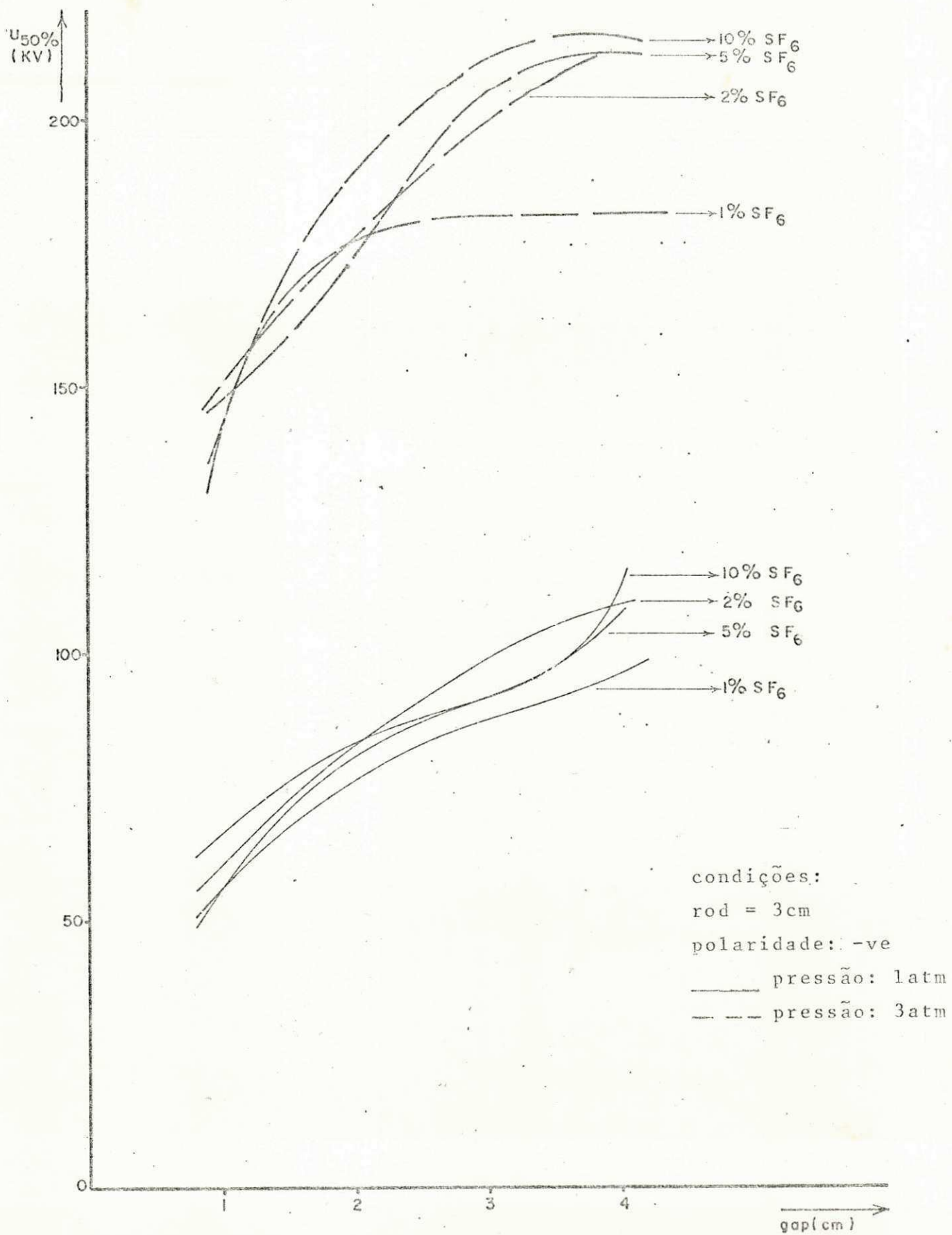


Figura 5.32.

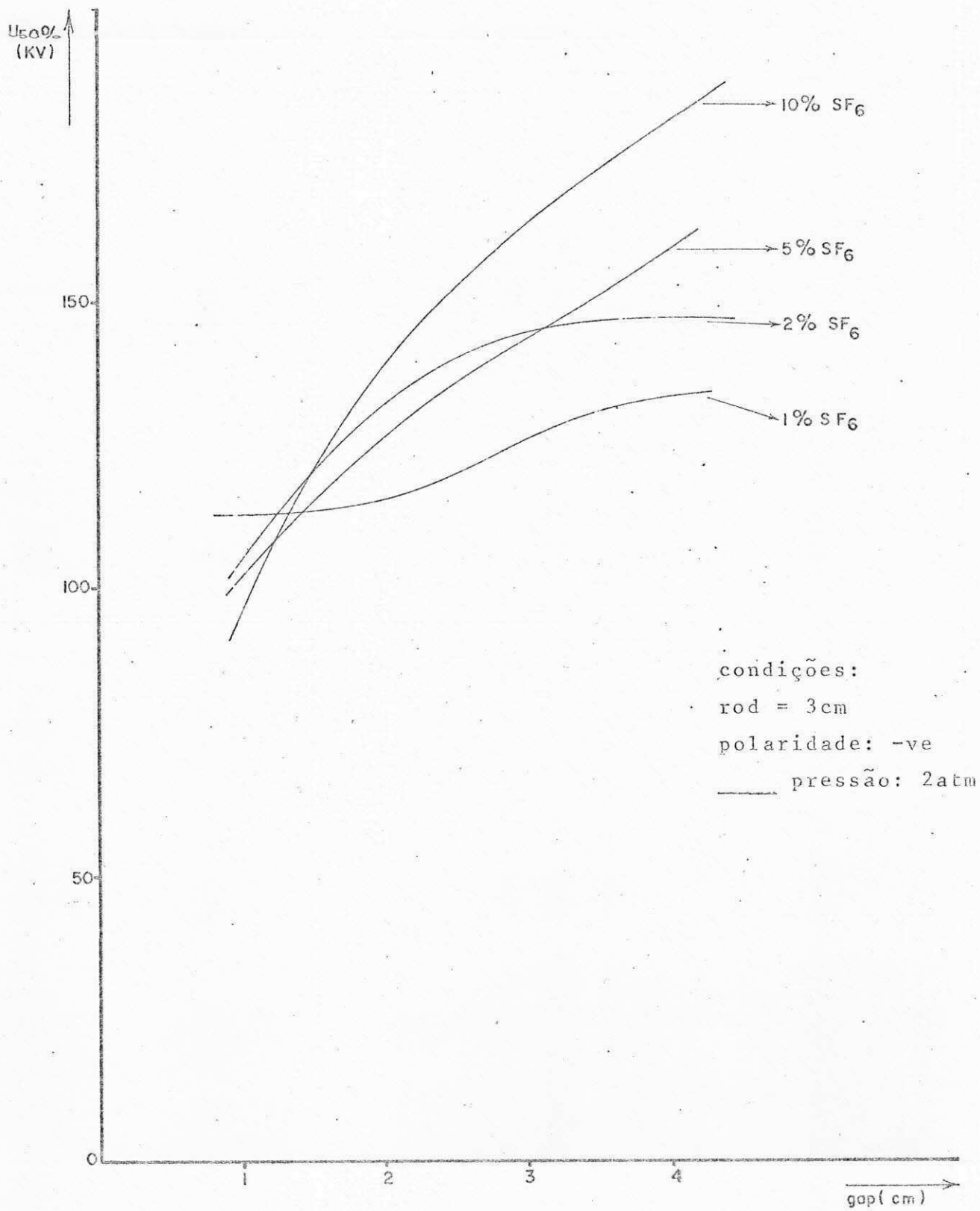


Figura 5.33.

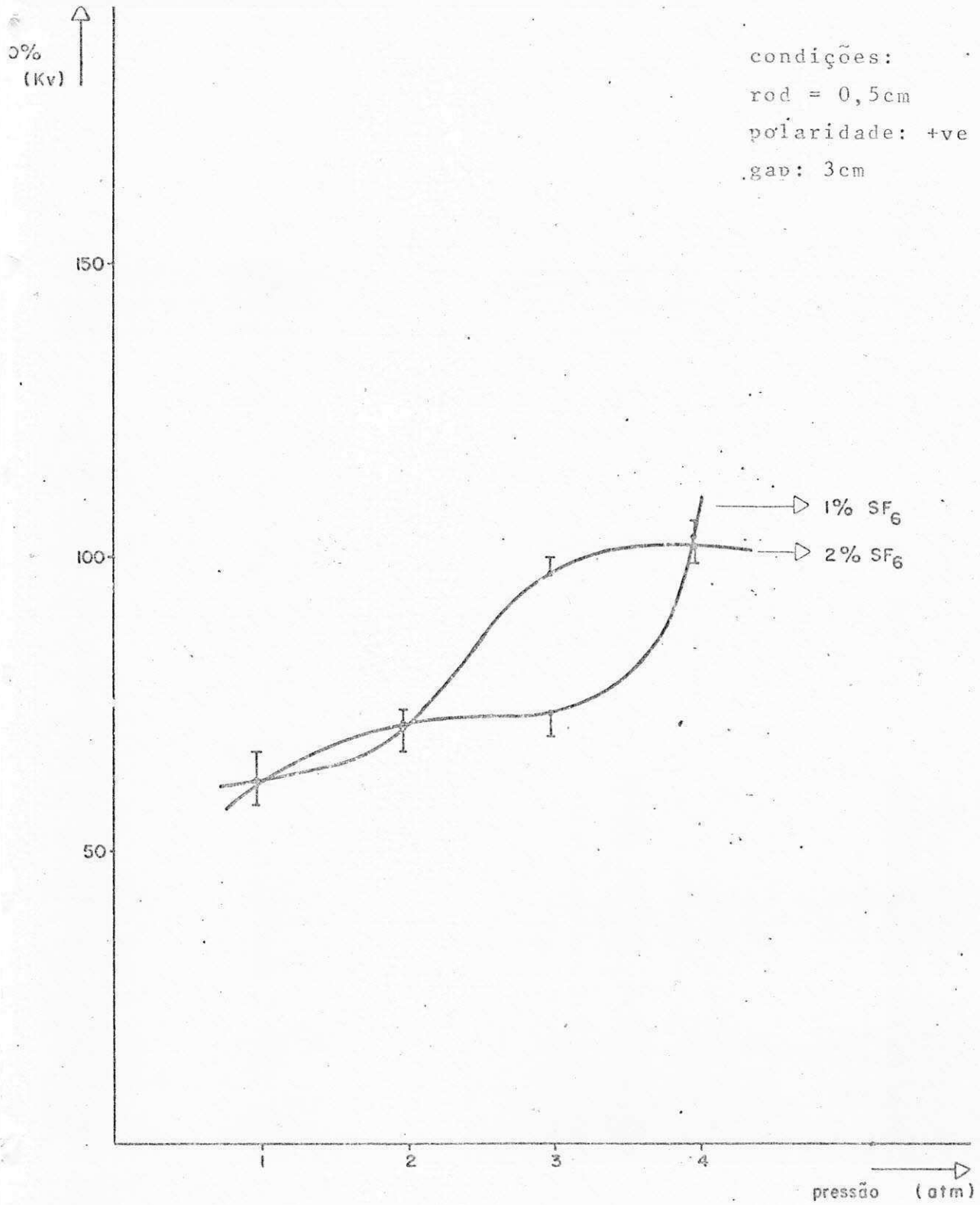
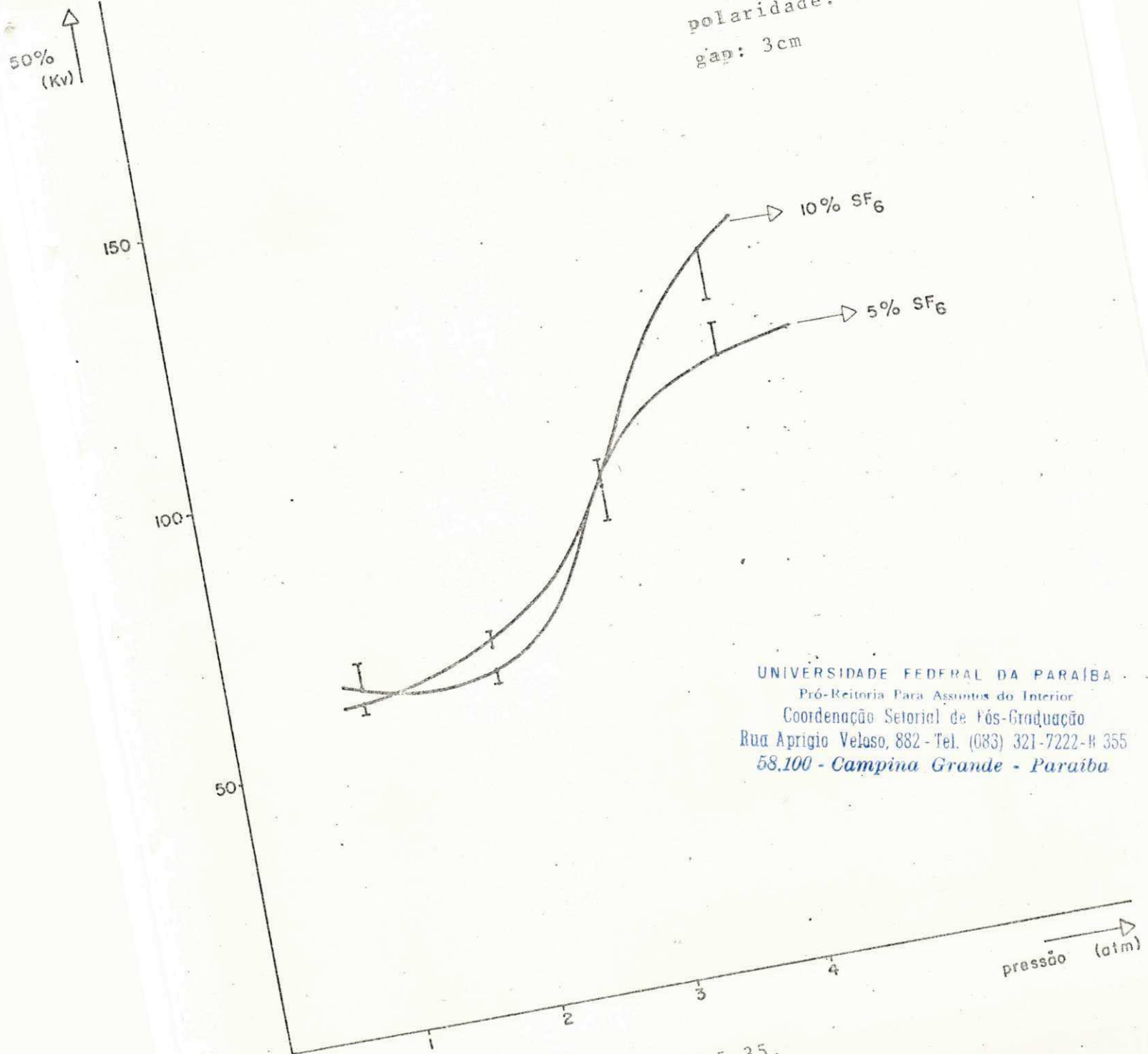


Figura 5.34.

condições:
rod = 0,5cm
polaridade: +ve
gap: 3cm



UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA
Pró-Reitoria Para Assuntos do Interior
Coordenação Setorial de Pós-Graduação
Rua Aprígio Veloso, 882 - Tel. (083) 321-7222-R 355
58.100 - Campina Grande - Paraíba

Figura 5.35.

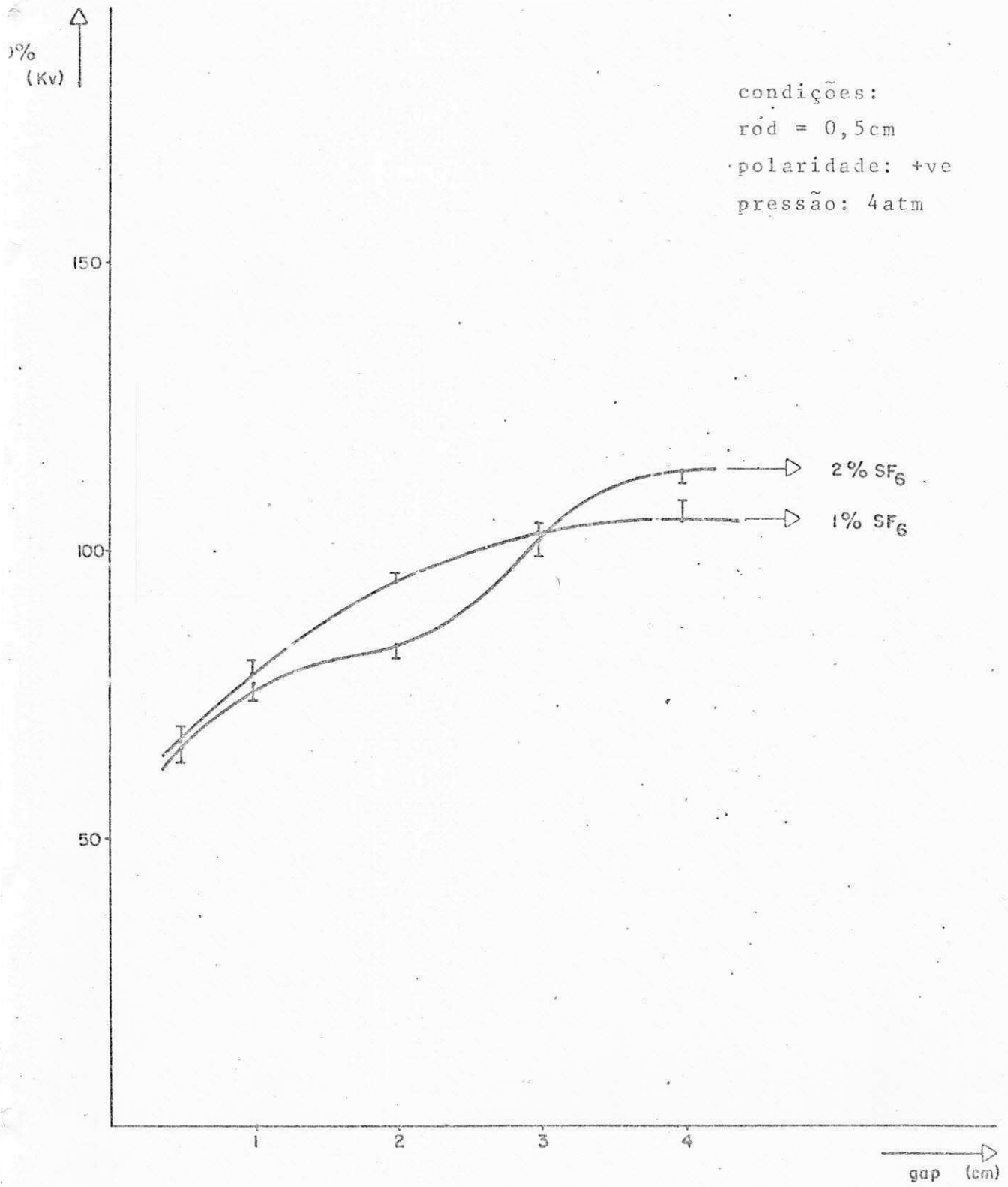


Figura 5.36.

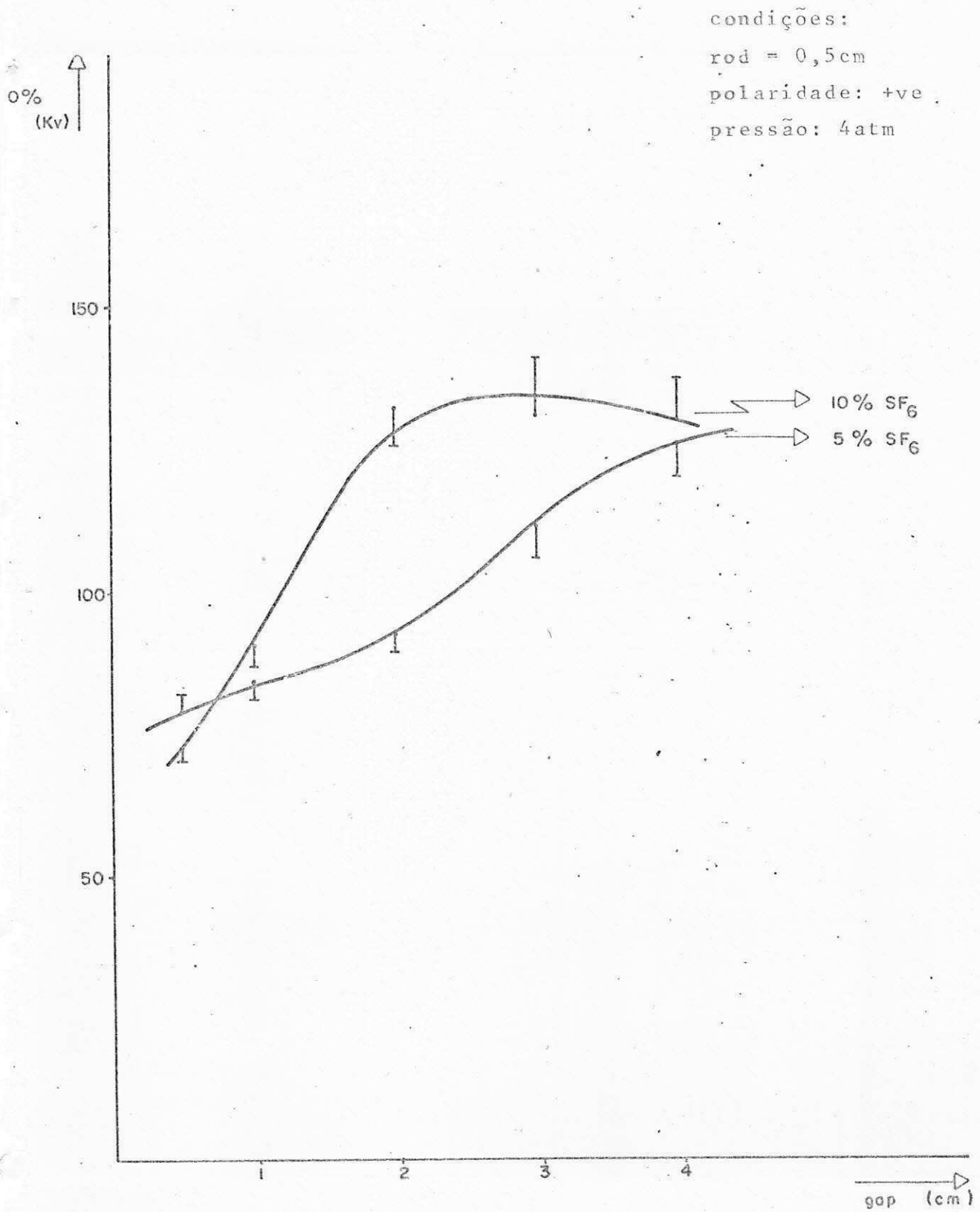


Figura 5.37.

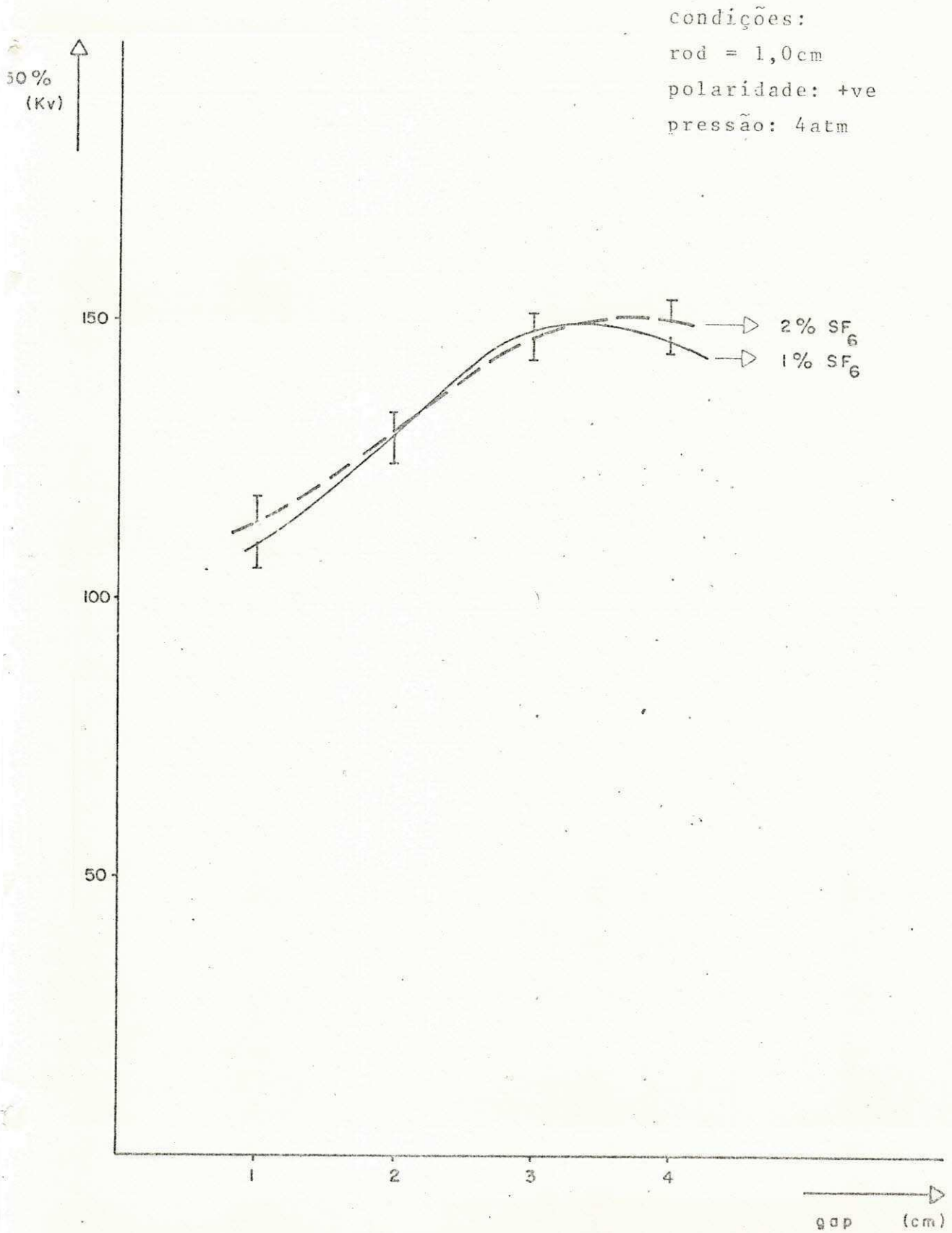


Figura 5.38.

condições:

rod = 1cm

polaridade: +ve

pressão: 4atm

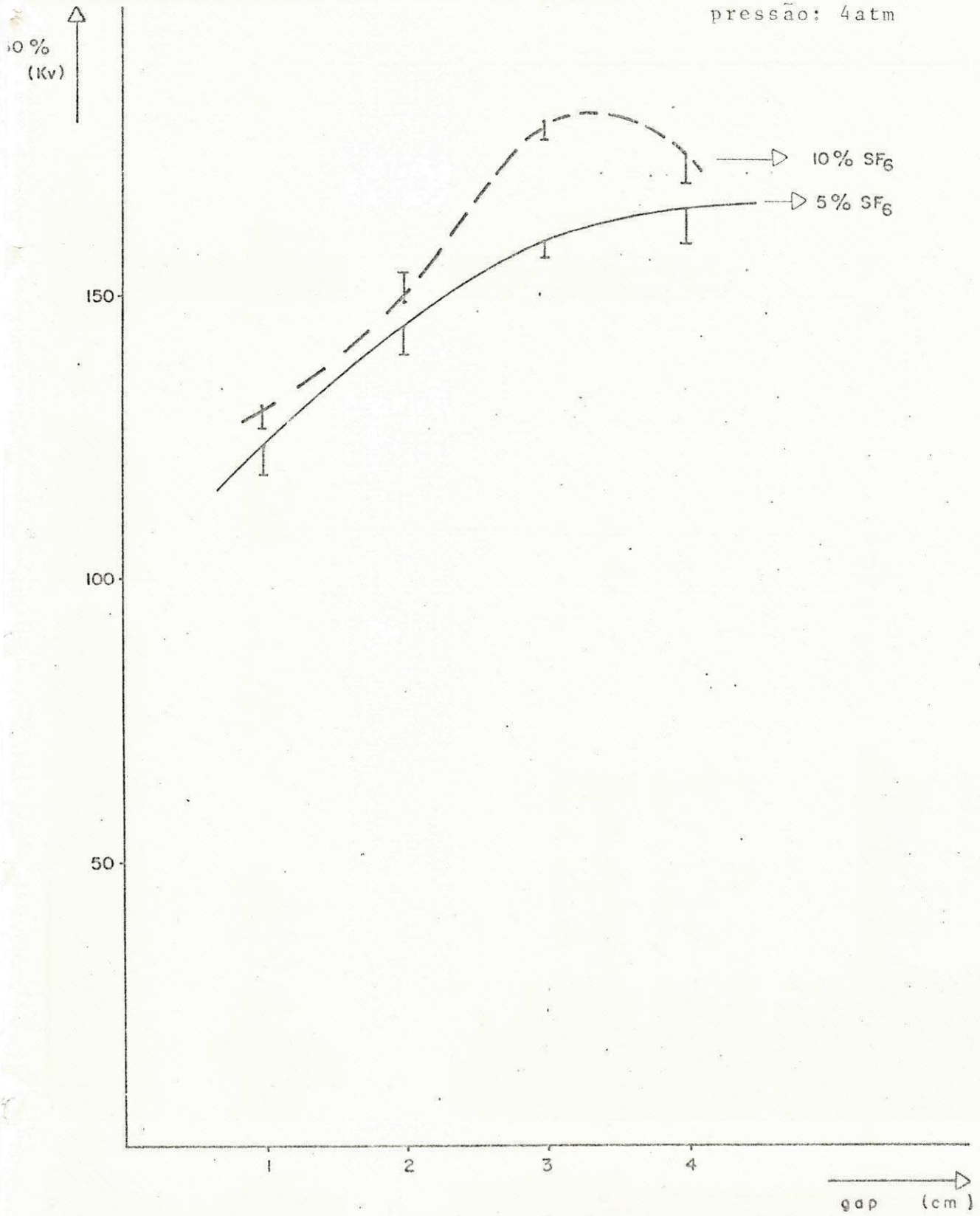


Figura 5.39.

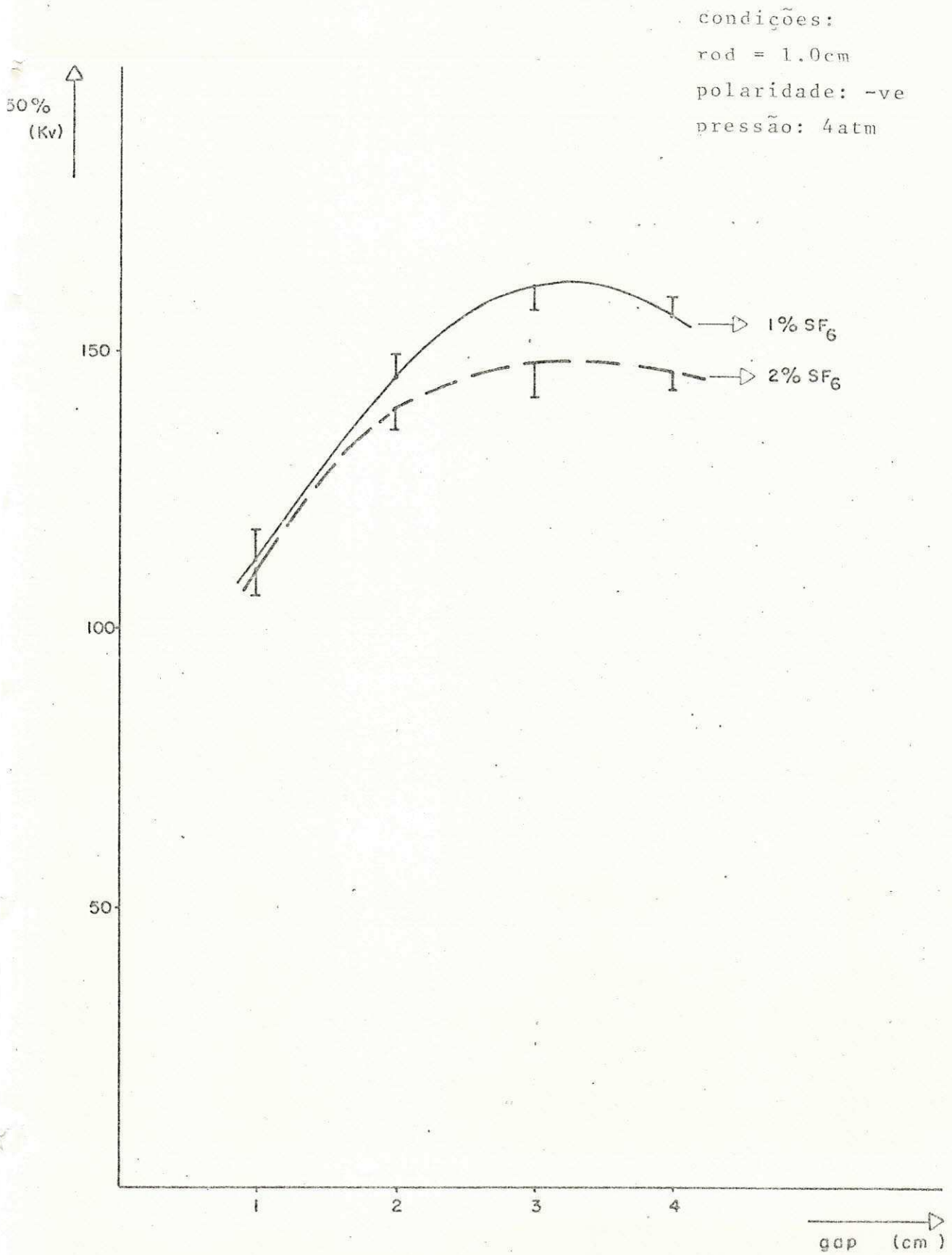


Figura 5.40.

condições:

rod = 1,0cm

polaridade: -ve

pressão: 4atm

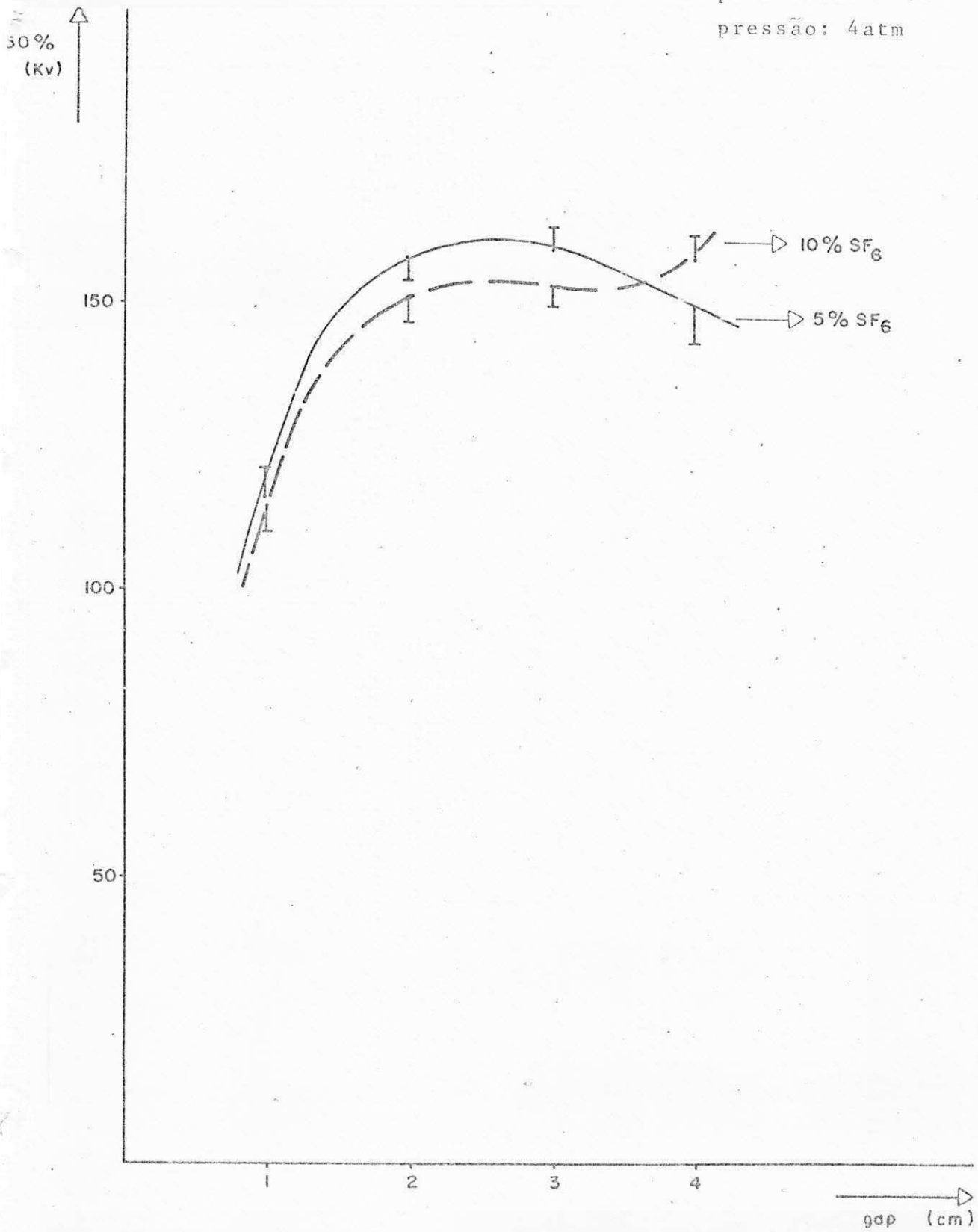


Figura 5.41.

condições:
rod = 2cm
polaridade: +ve
pressão: 2atm

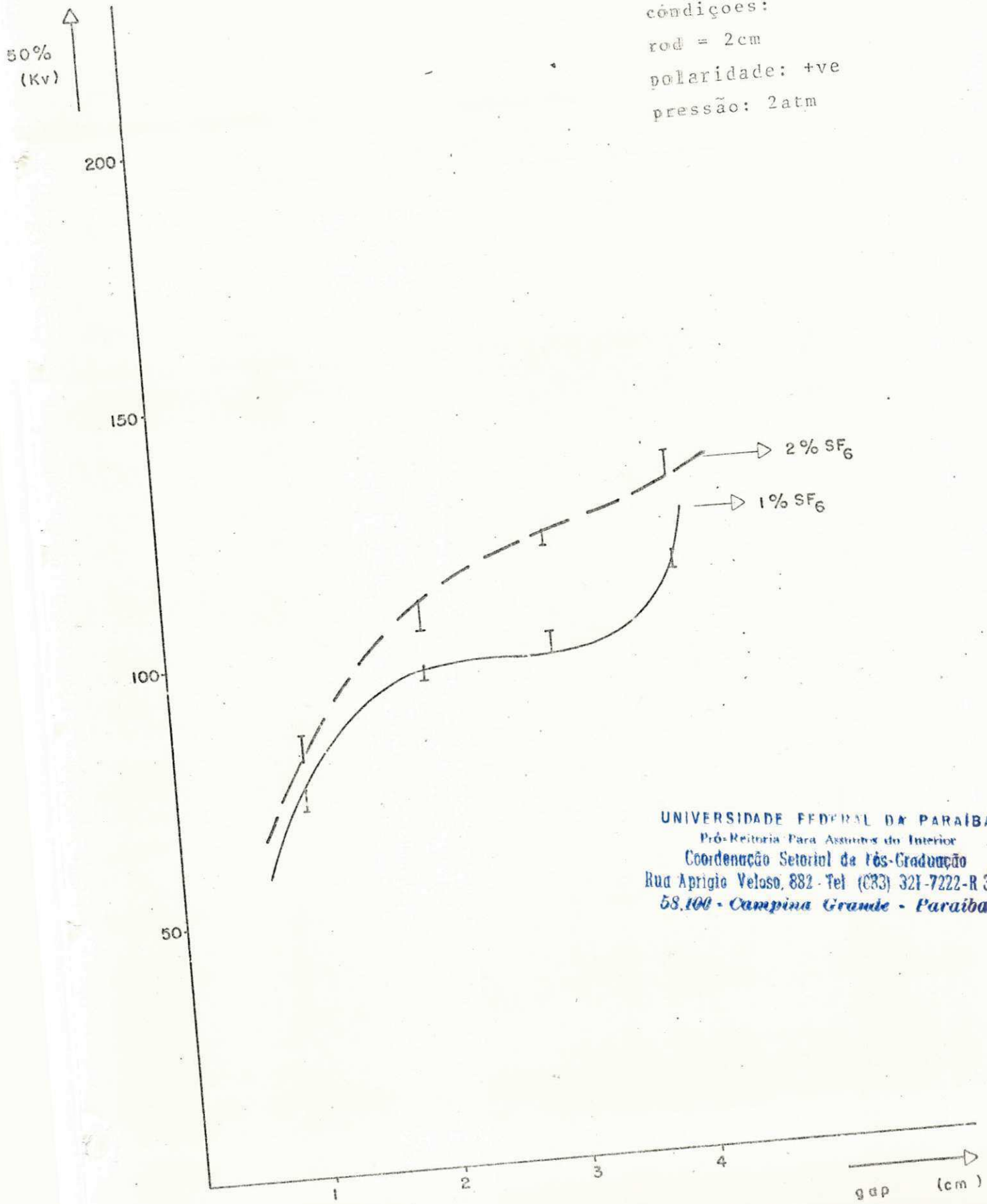


Figura 5.42.

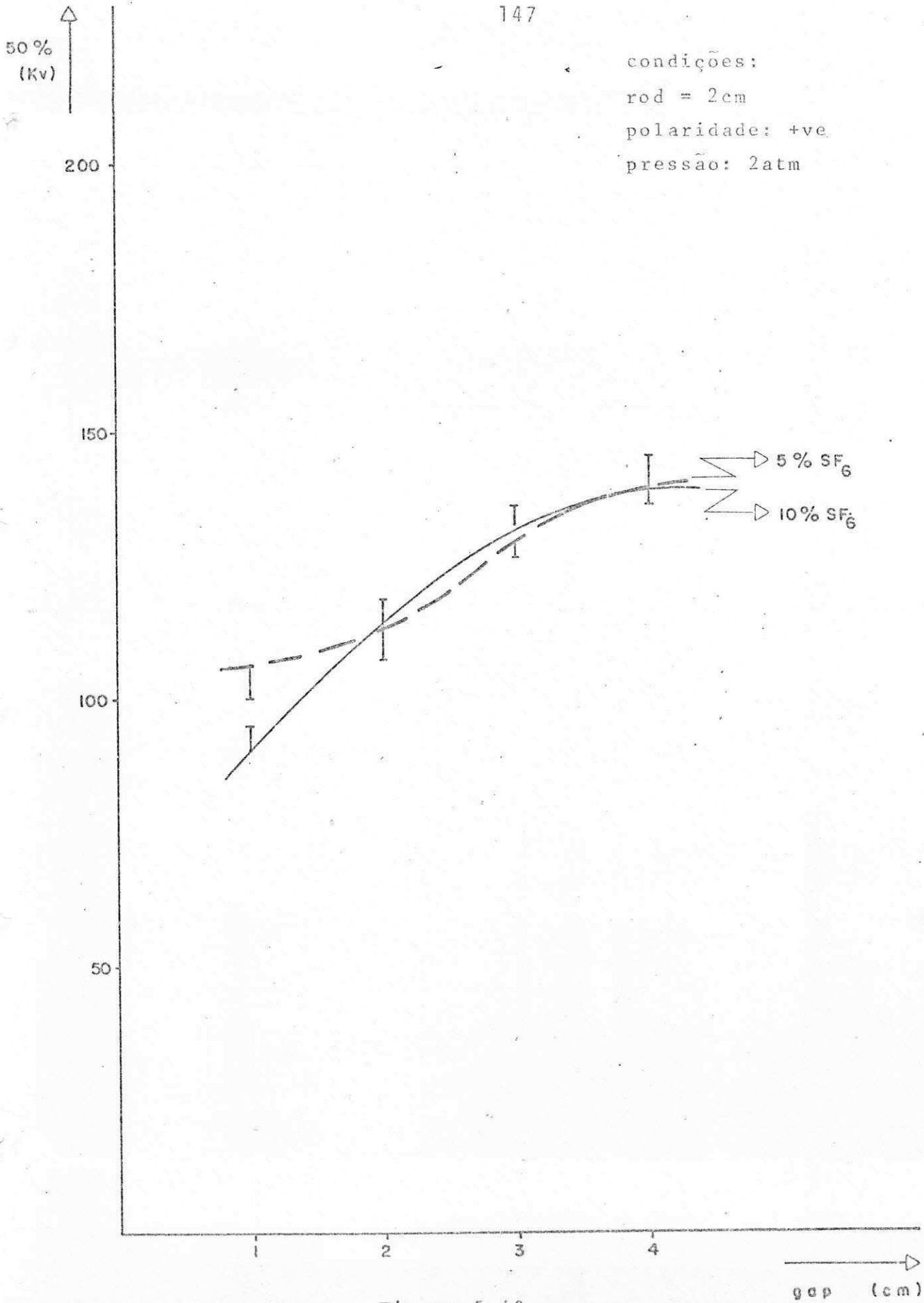
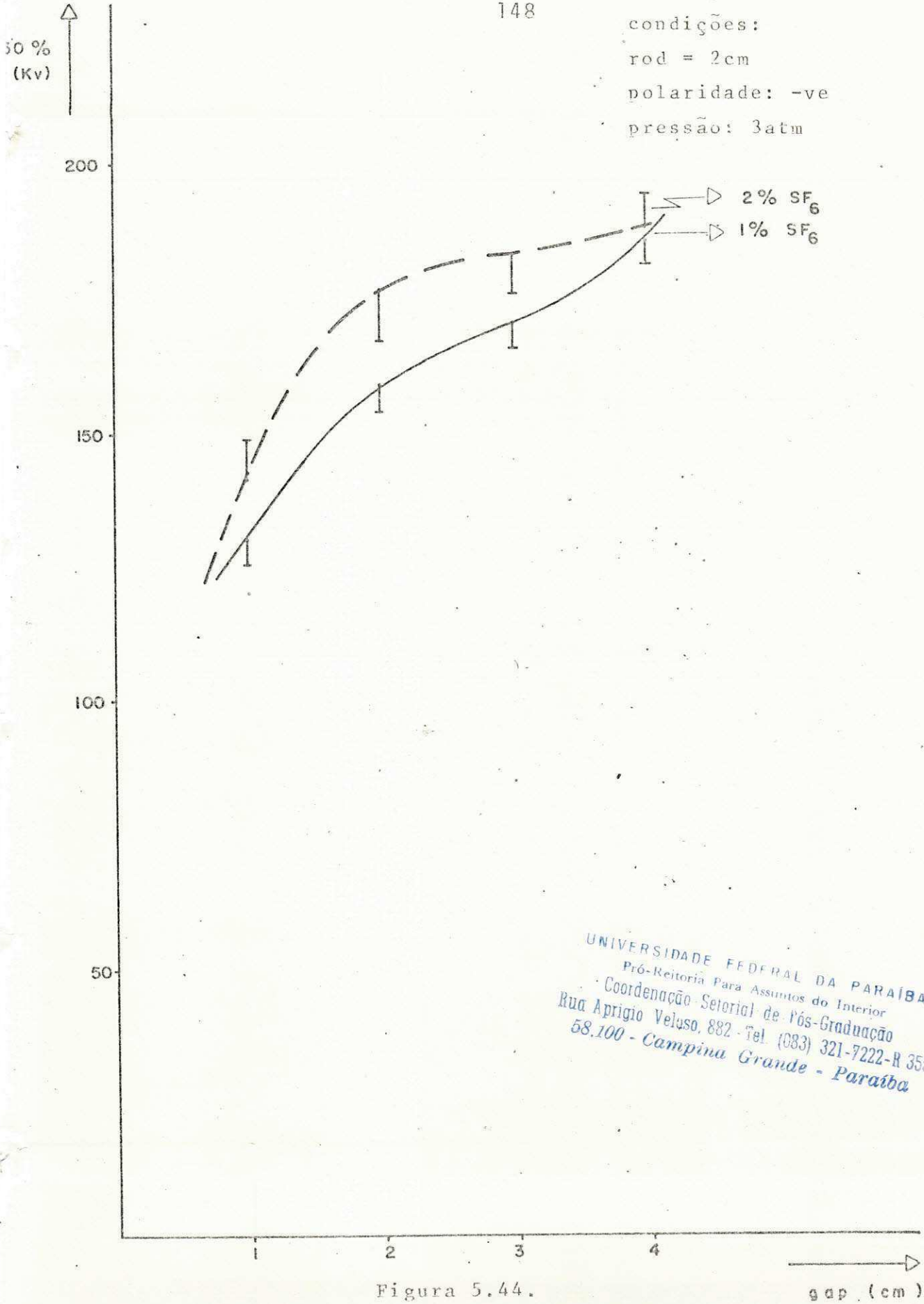


Figura 5.43.

condições:
rod = 2cm
polaridade: -ve
pressão: 3atm



UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA
Pró-Reitoria Para Assuntos do Interior
Coordenação Setorial de Pós-Graduação
Rua Aprigio Veloso, 882 - Tel. (083) 321-7222-R 355
58.100 - Campina Grande - Paraíba

Figura 5.44.

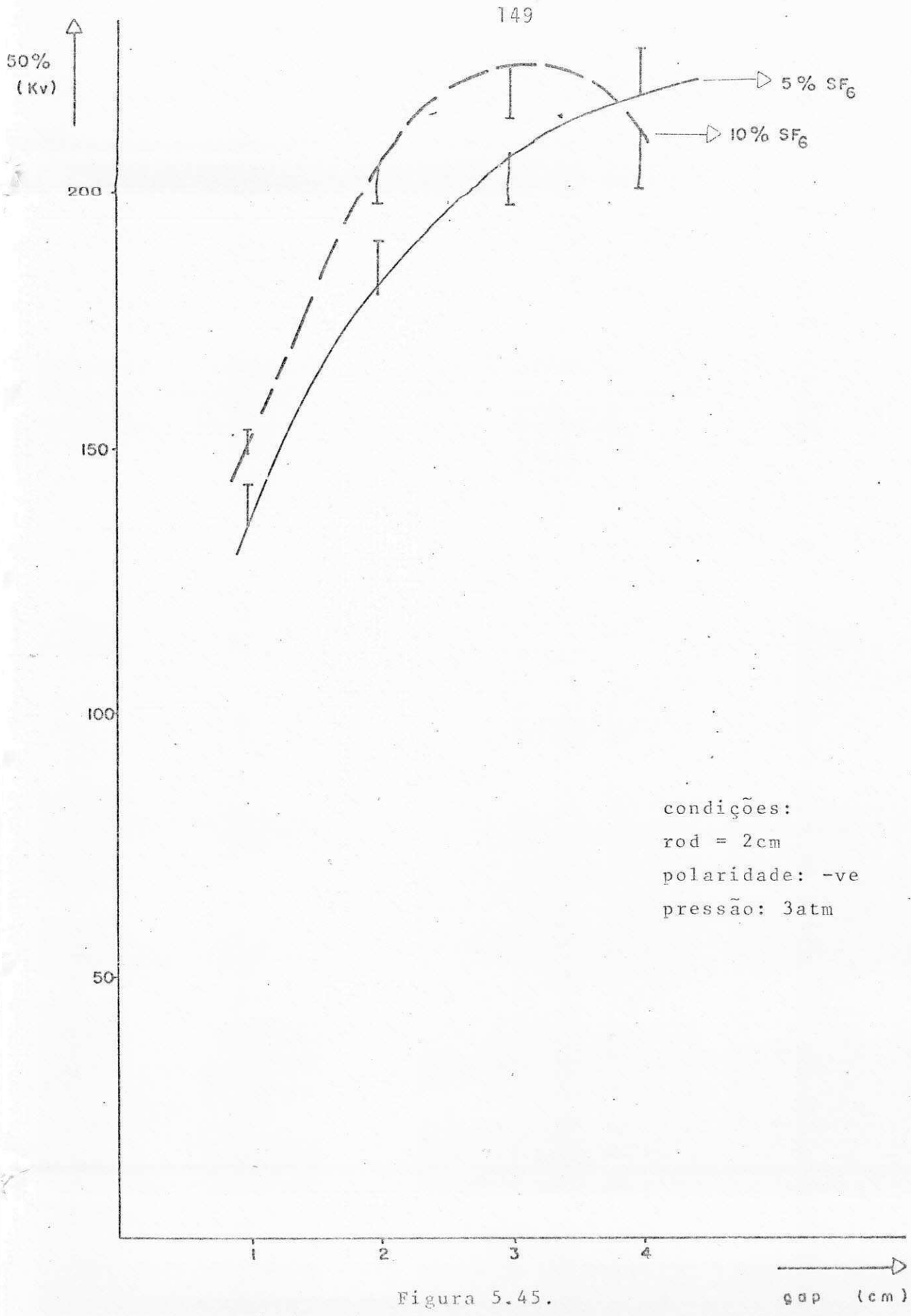


Figura 5.45.

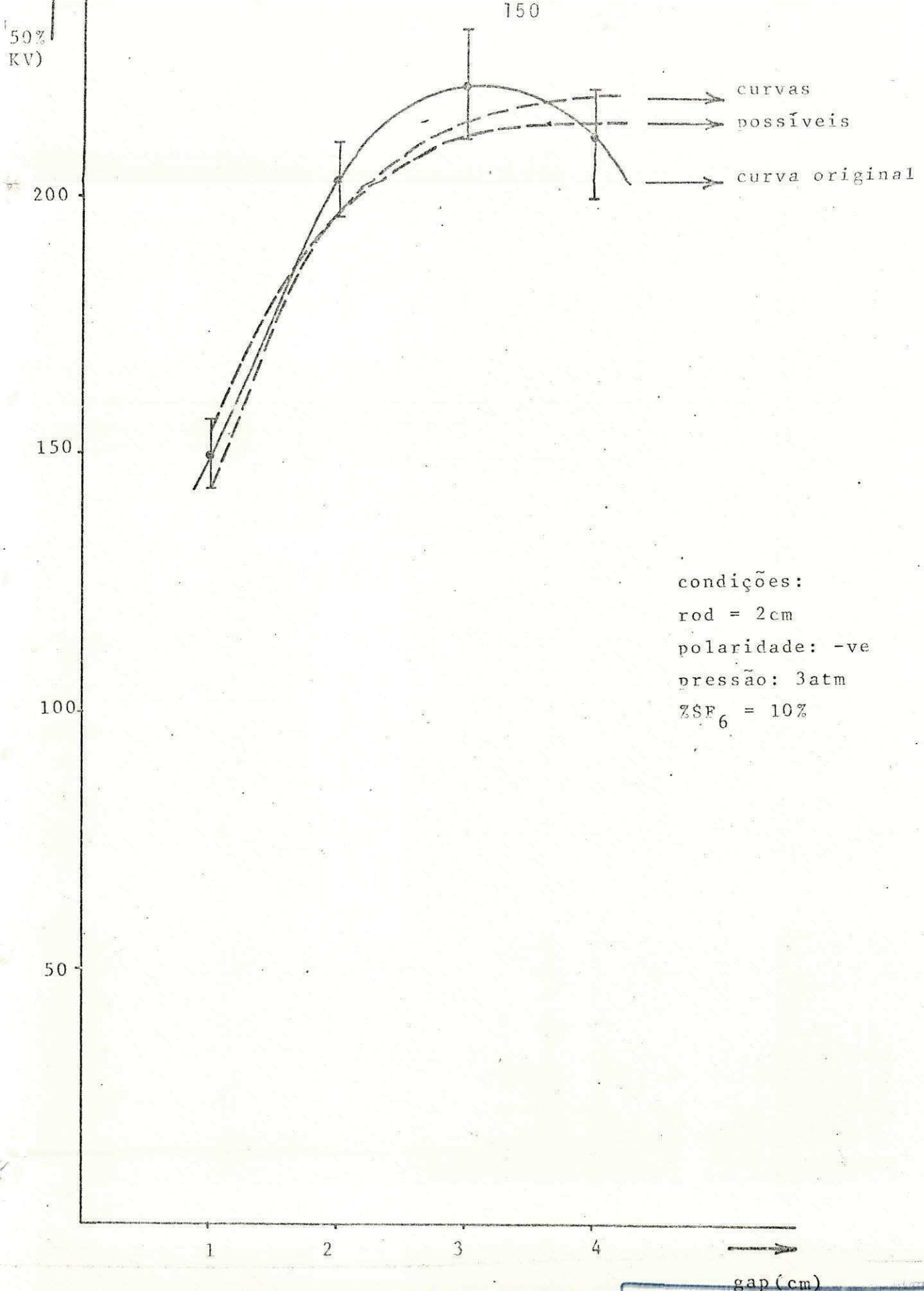


Figura 5.46.

PPH / BIBLIOTECA / PHAI

rod = 3cm
polaridade: +ve
pressão: 3atm

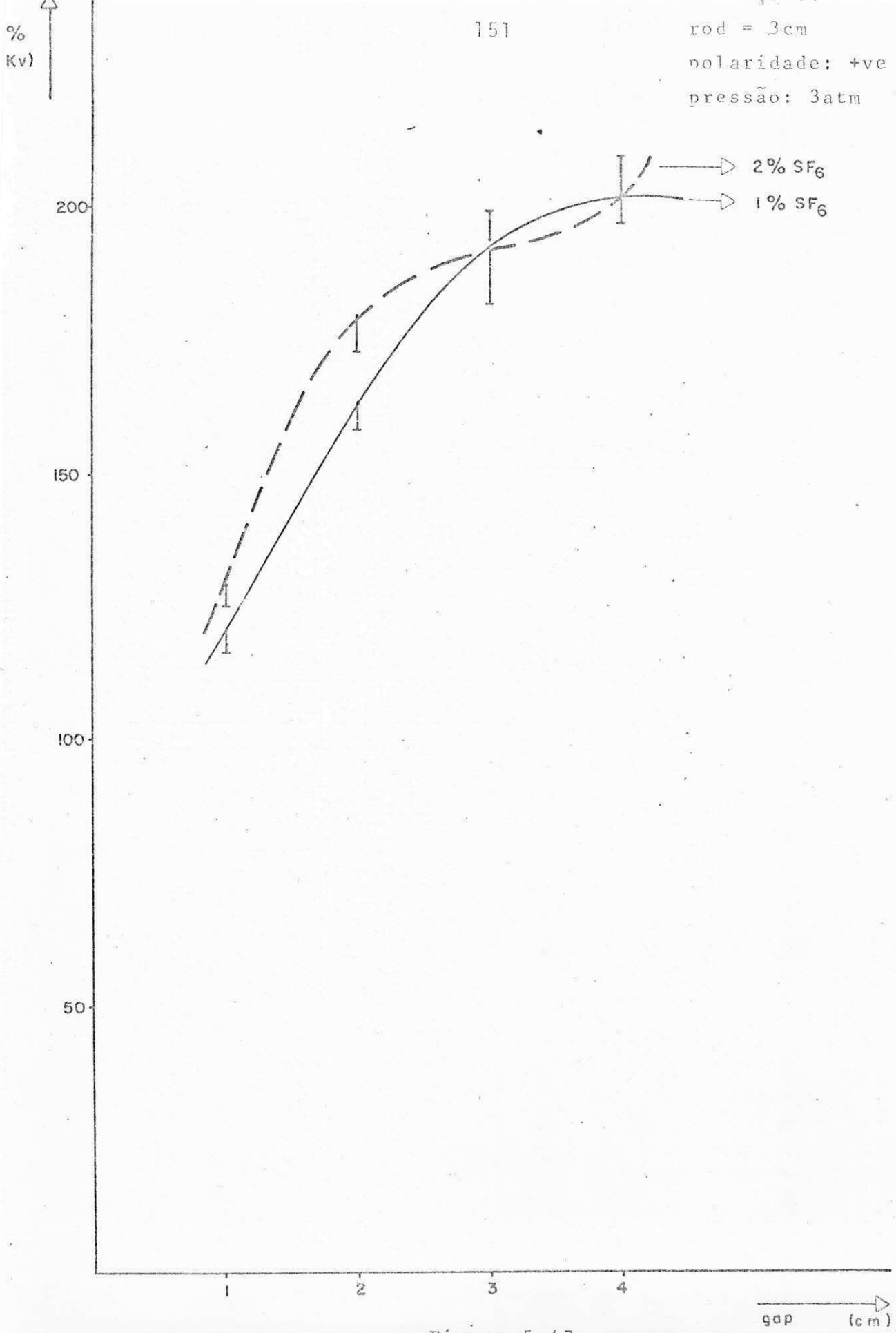
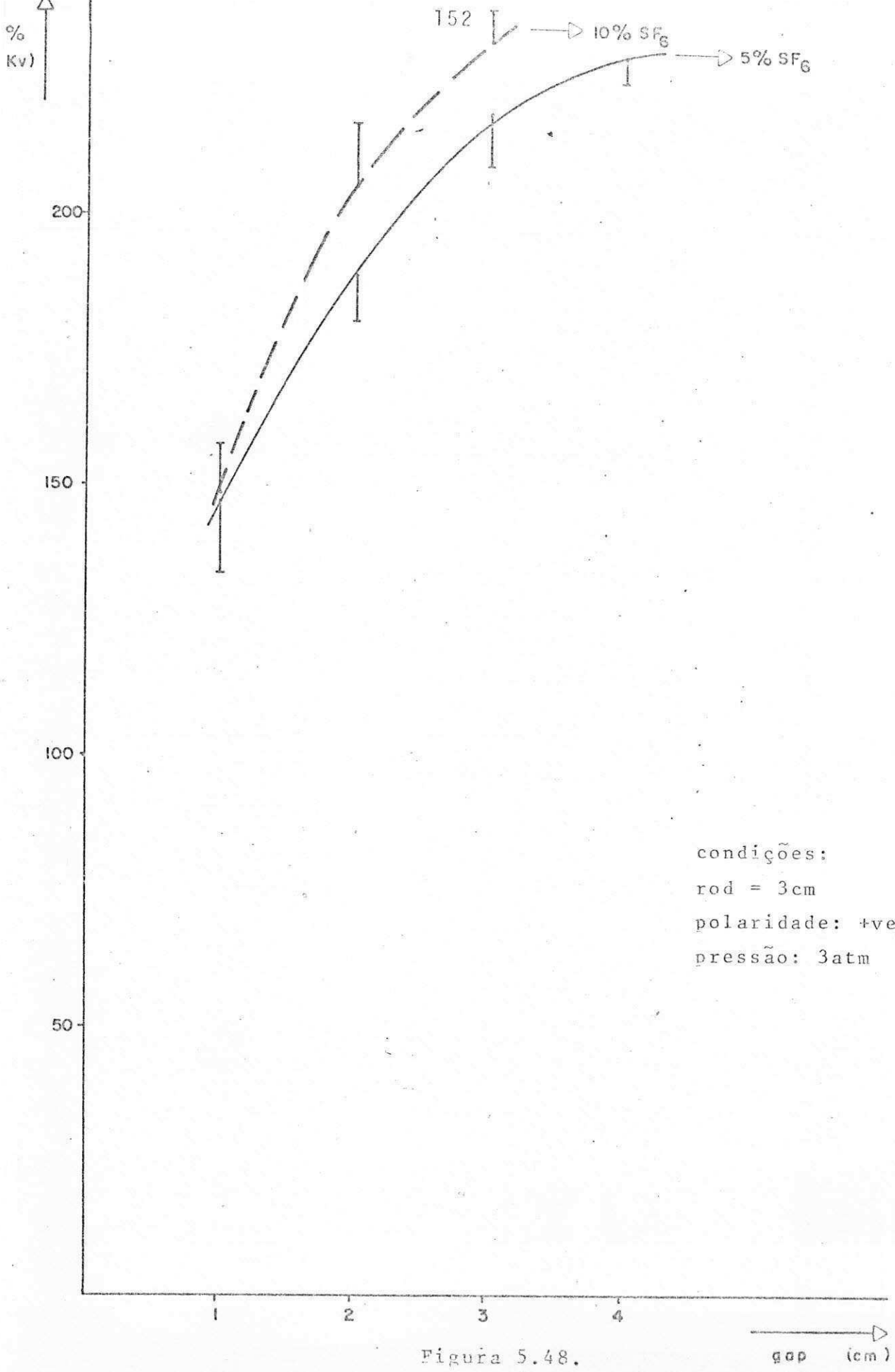


Figura 5.47.



condições:
 rod = 3cm
 polaridade: +ve
 pressão: 3atm

Figura 5.48.

gap (cm)

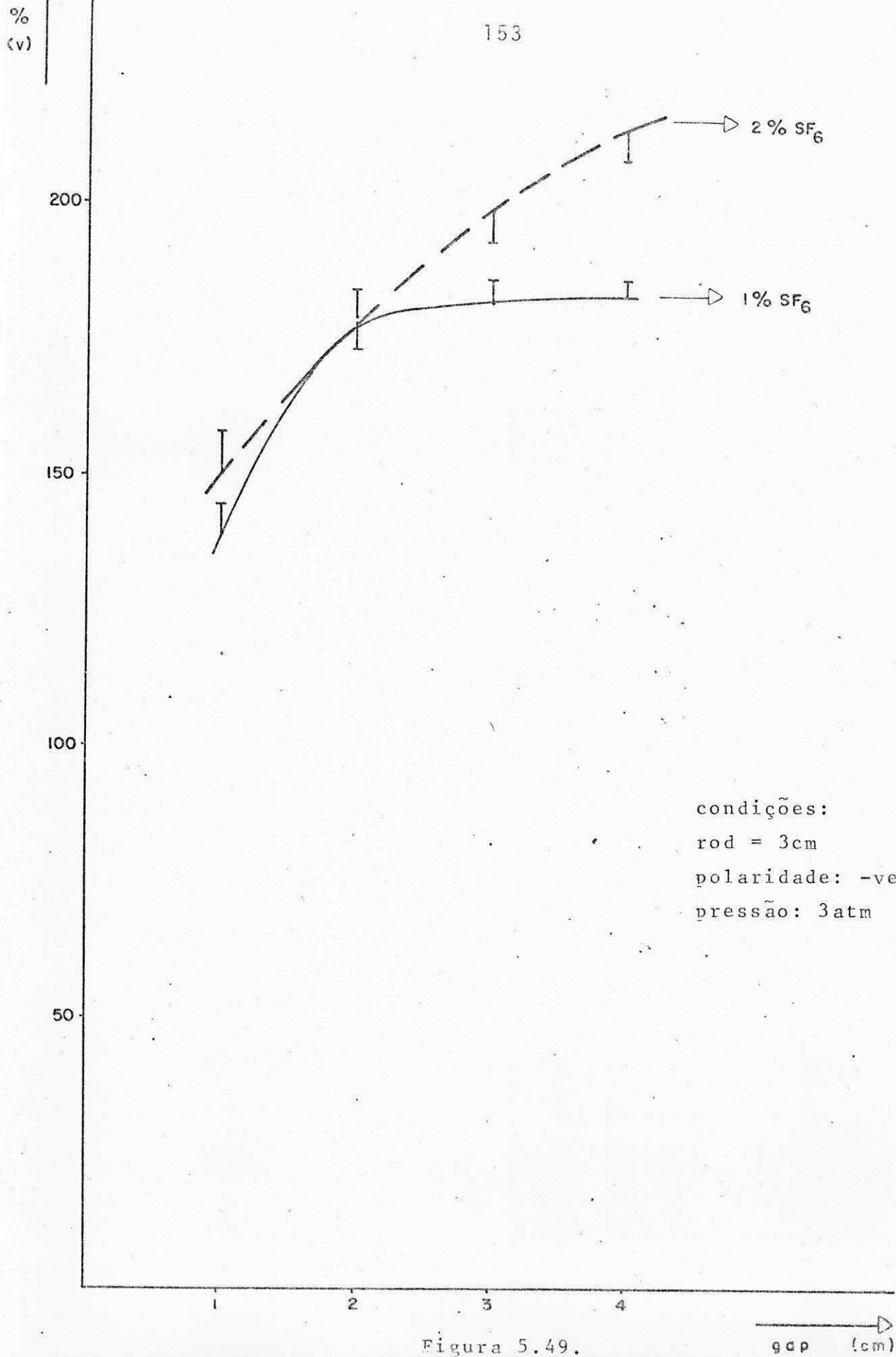


Figura 5.49.

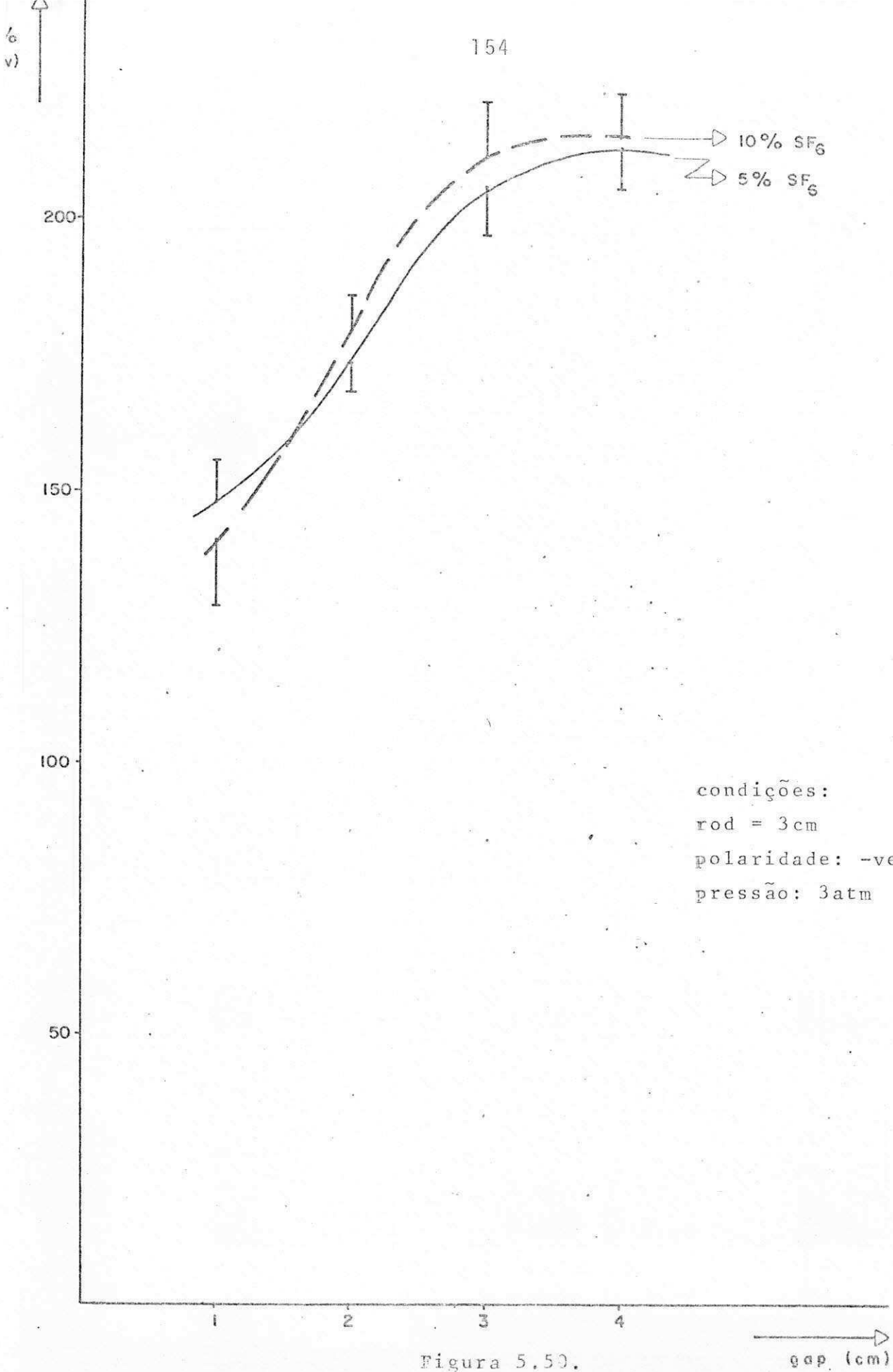


Figura 5.50.

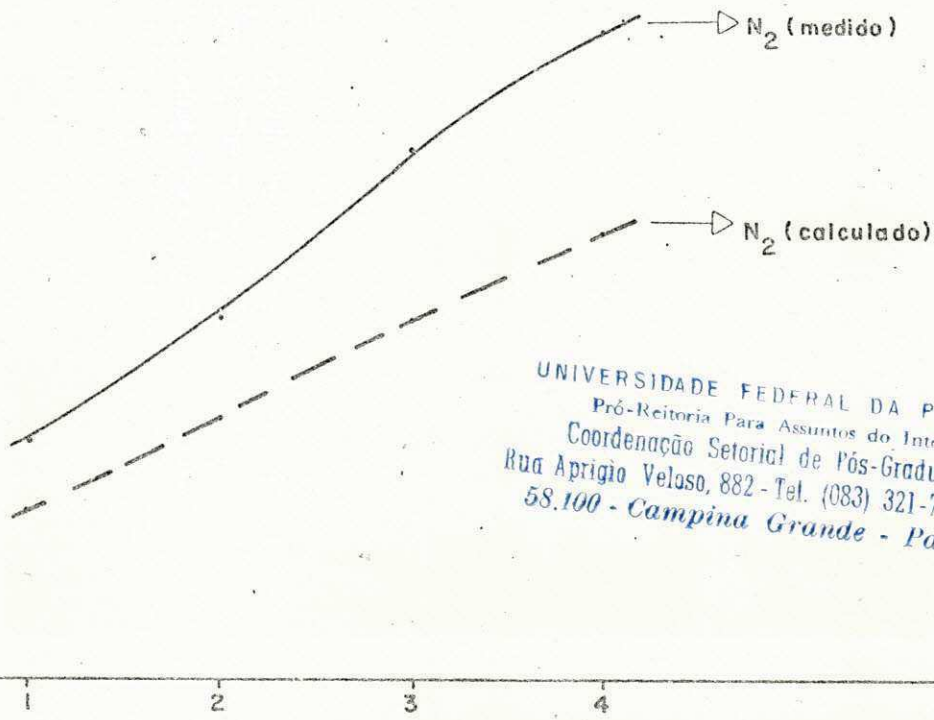
200

condições:
 rod = 0,5cm
 polaridade: +ve
 gap: 4cm

150

100

50



UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA
 Pró-Reitoria Para Assuntos do Interior
 Coordenação Setorial de Pós-Graduação
 Rua Aprígio Veloso, 882 - Tel. (083) 321-7222-R 355
 58.100 - Campina Grande - Paraíba

→ pressão (atm)

Figura 5.51.

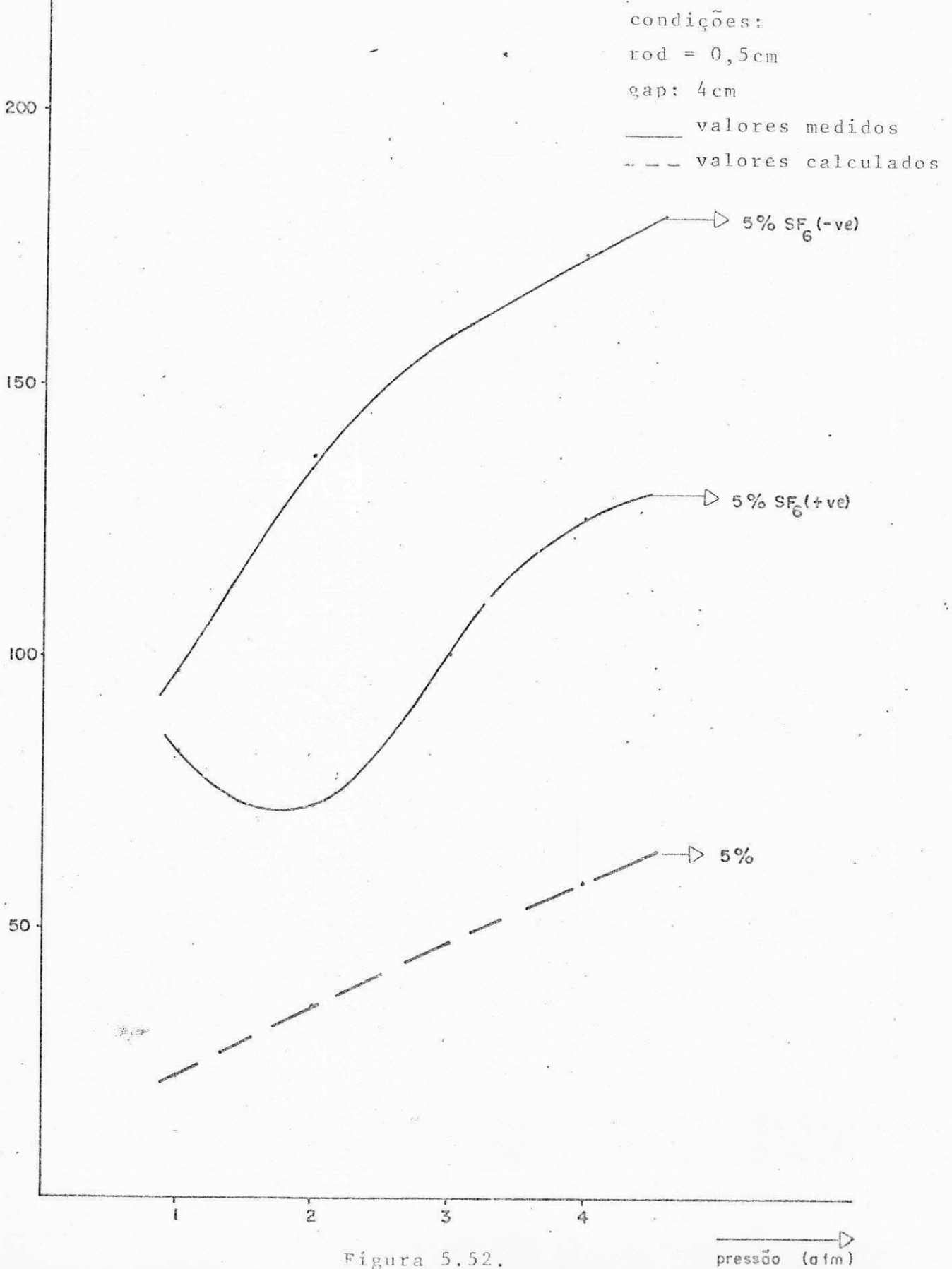


Figura 5.52.

v)

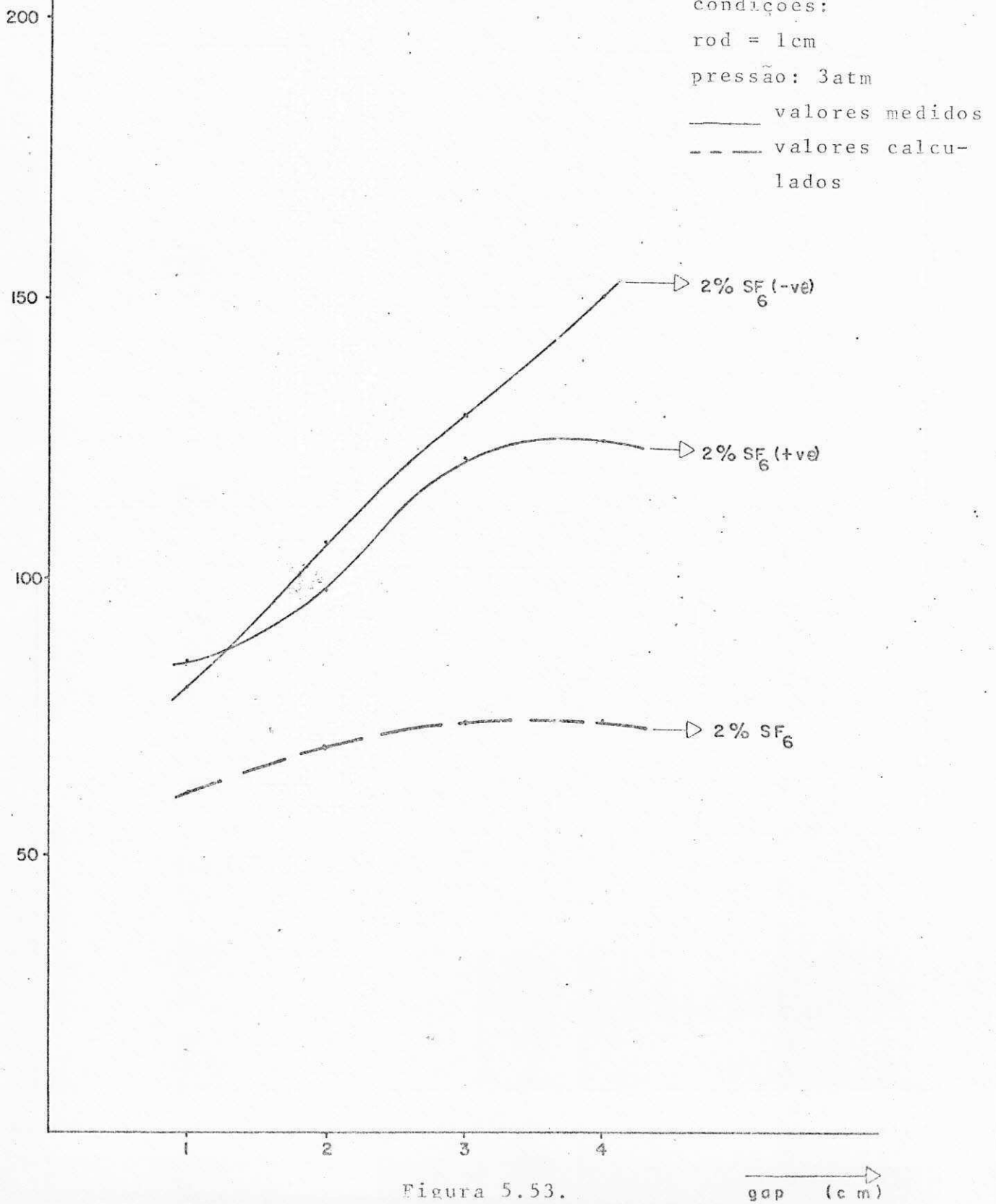


Figura 5.53.

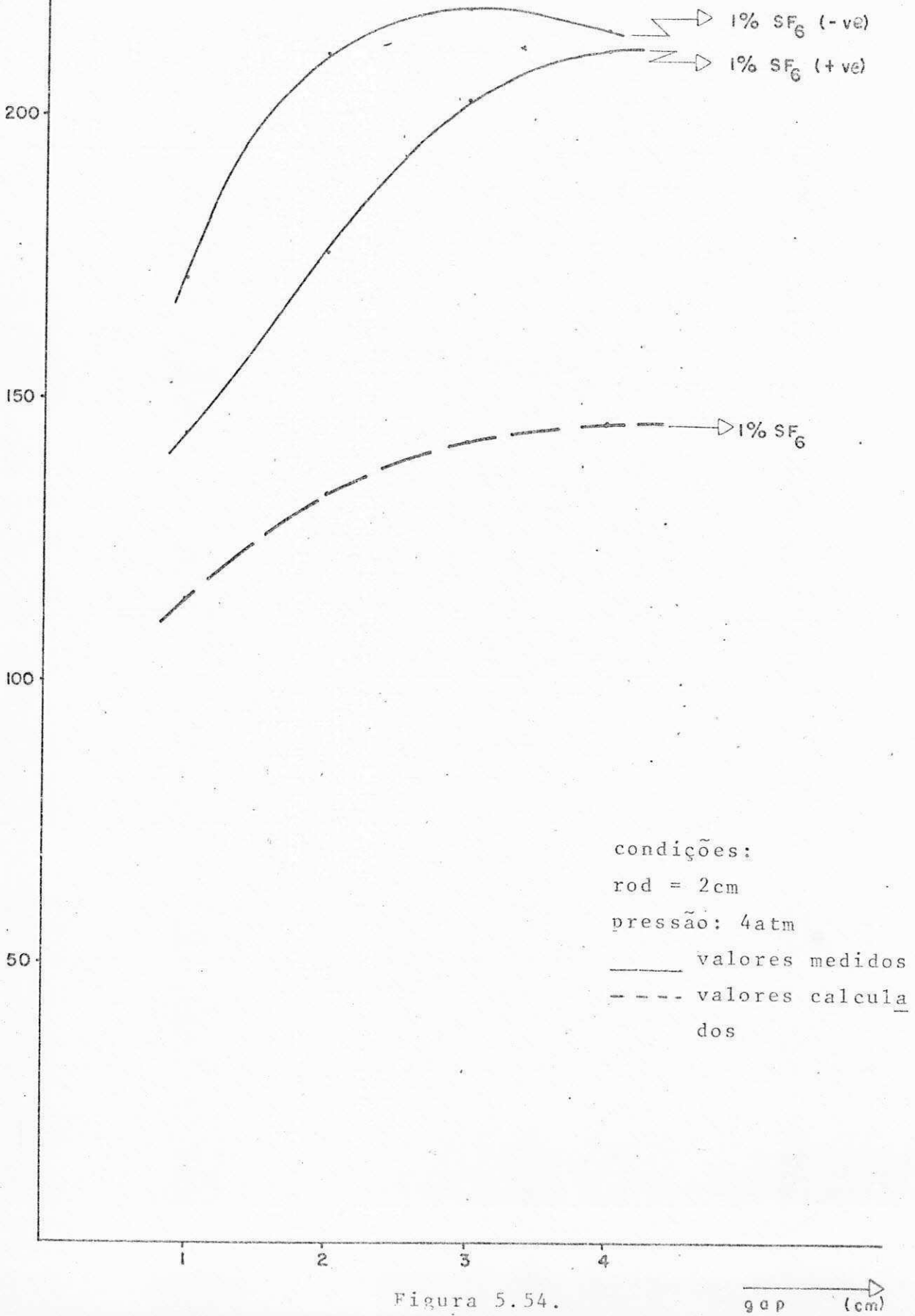


Figura 5.54.

gap (cm)

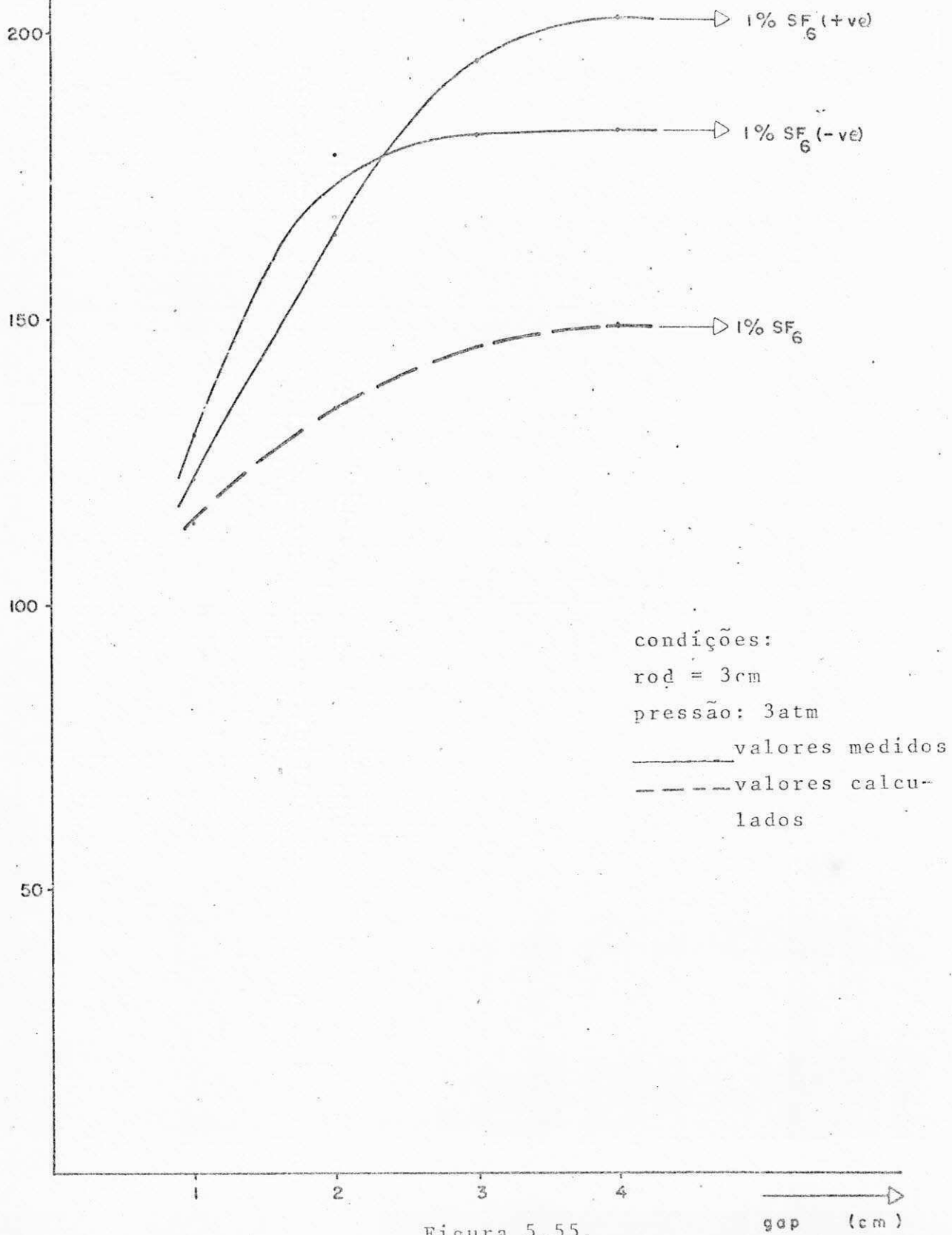


Figura 5.55.

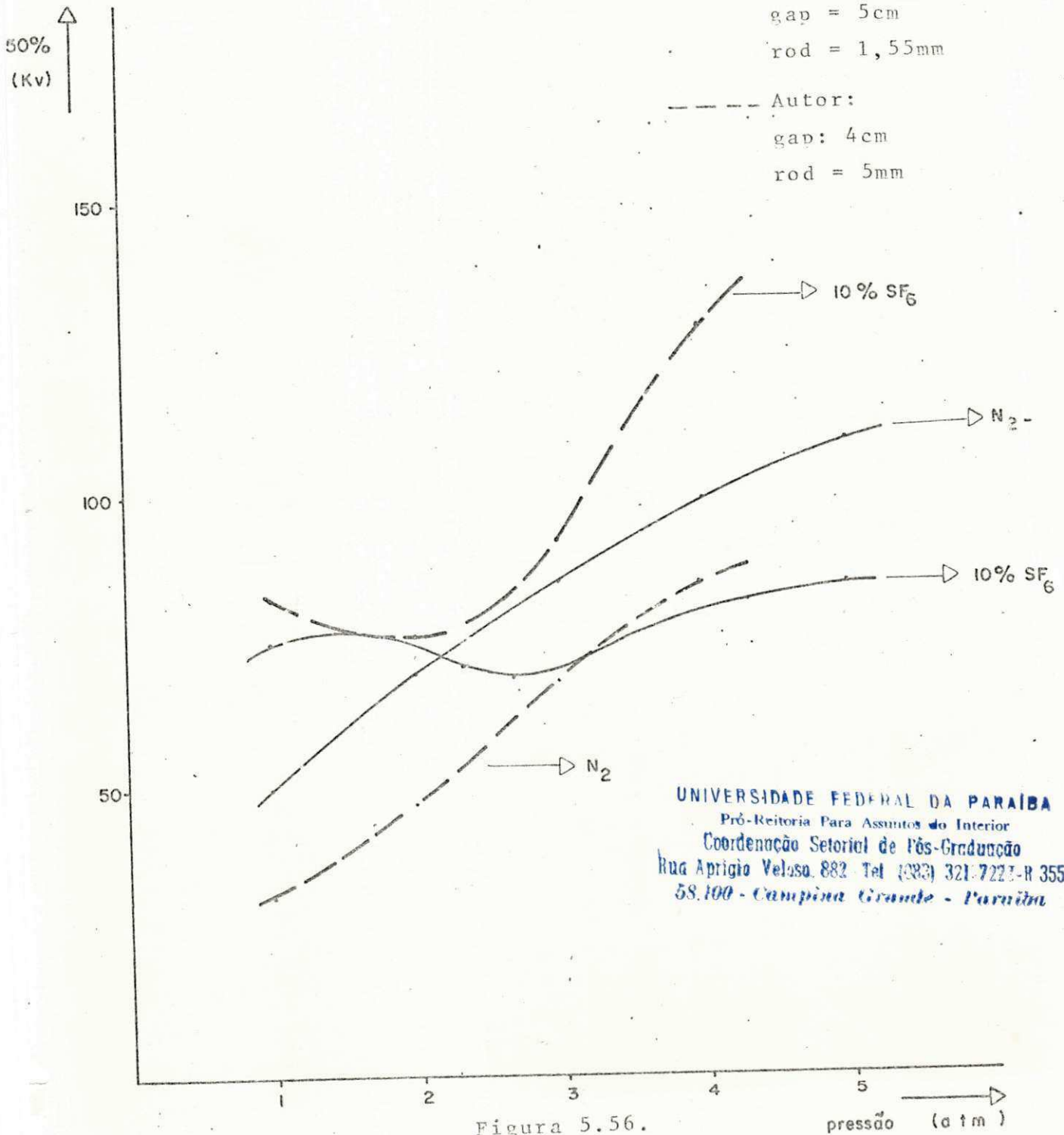
gap (cm)

condições

polaridade: +ve

— Vializis:
 gap = 5cm
 rod = 1,55mm

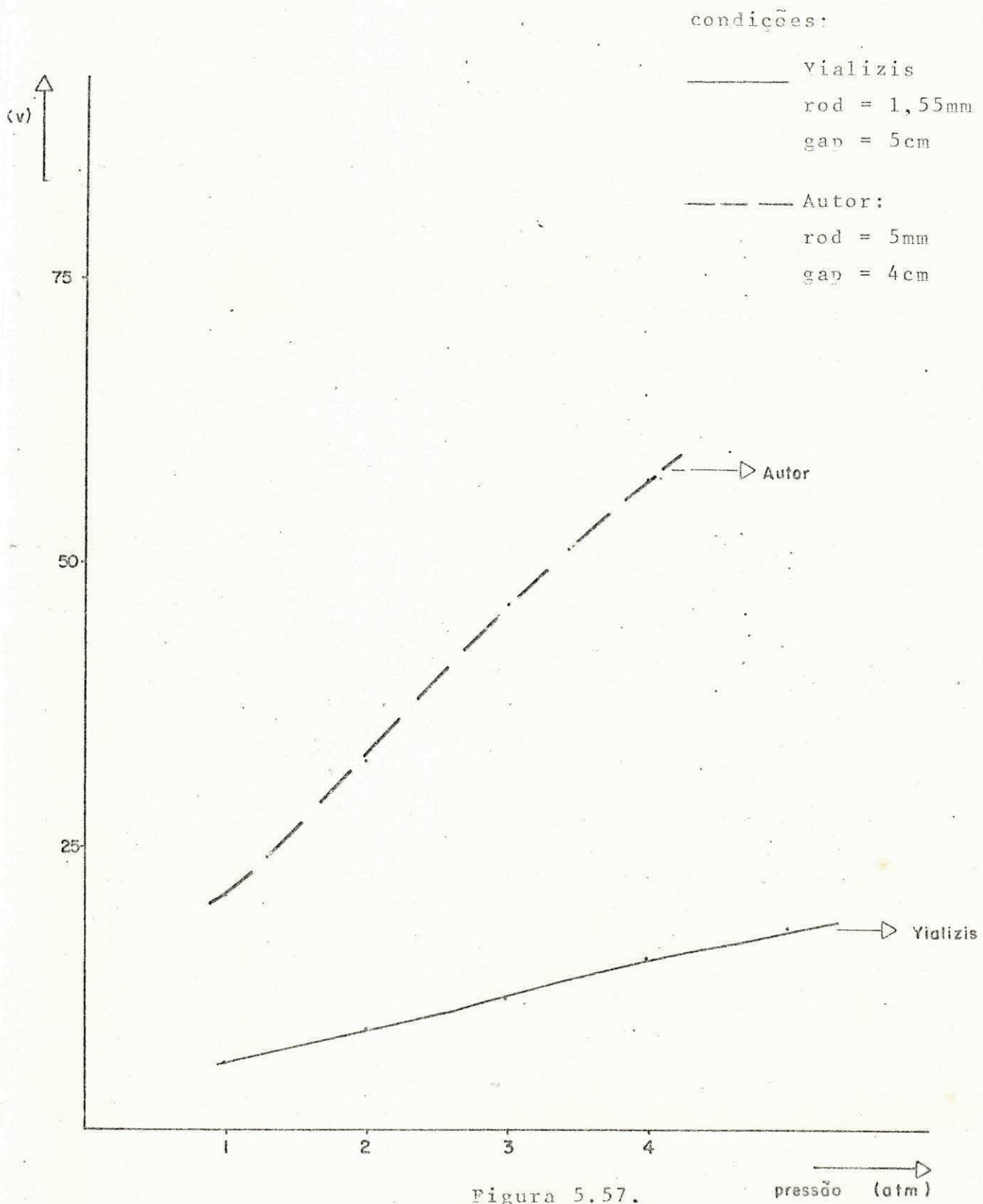
- - - Autor:
 gap: 4cm
 rod = 5mm



UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAIBA
 Pró-Reitoria Para Assuntos do Interior
 Coordenação Setorial de Pós-Graduação
 Rua Aprígio Veloso, 882 - Tel (383) 321-7221-R 355
 58.100 - Campina Grande - Paraíba

Figura 5.56.

pressão (atm)



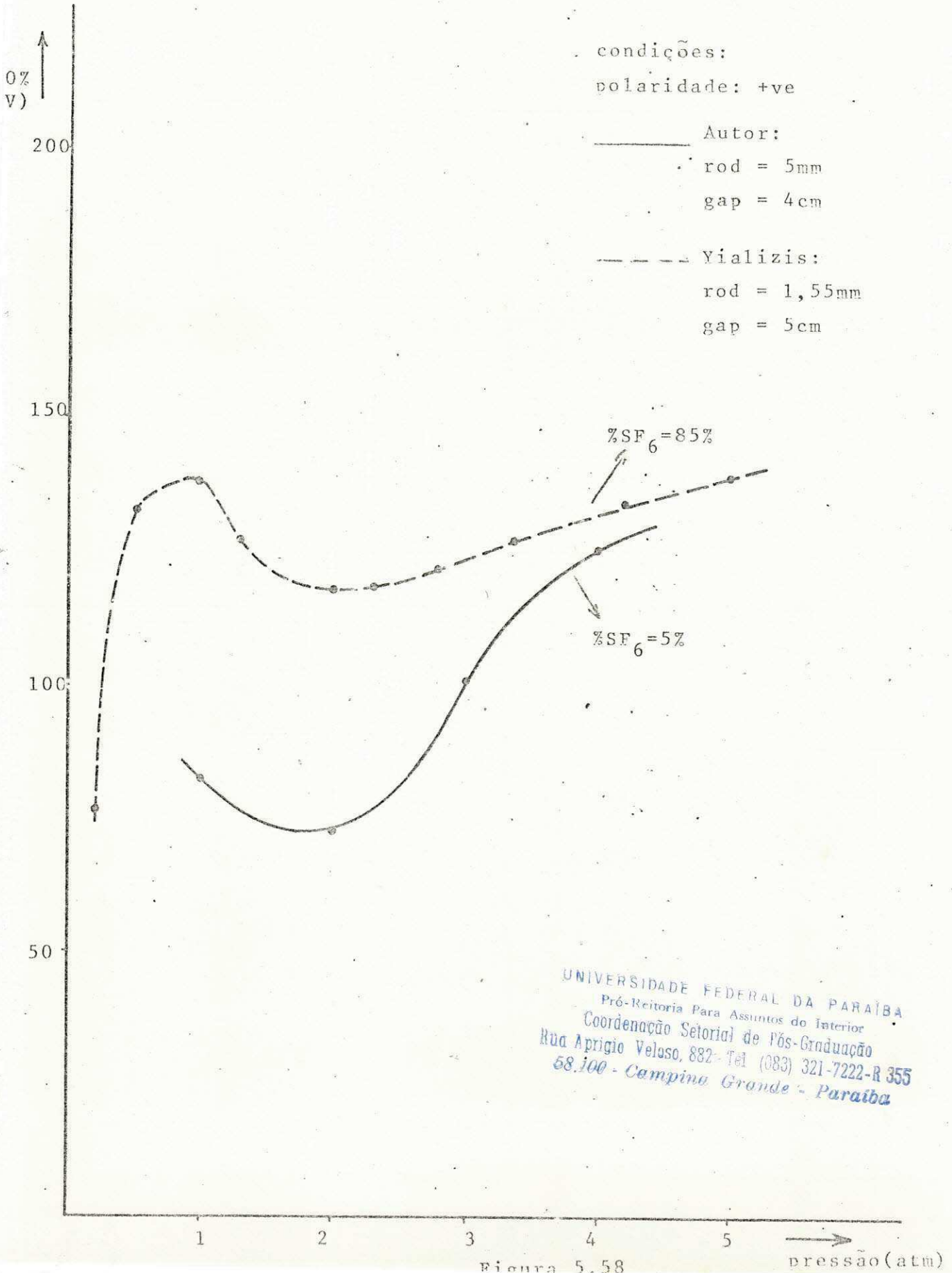


Figura 5.58

UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA
Pró-Reitoria Para Assuntos do Interior
Coordenação Setorial de Pós-Graduação
Rua Aprígio Veloso, 882 - Tel (083) 321-7222-R 355
58.100 - Campina Grande - Paraíba

condições:

polaridade: +ve

Yializis

gap = 50mm

rod = 1,55mm

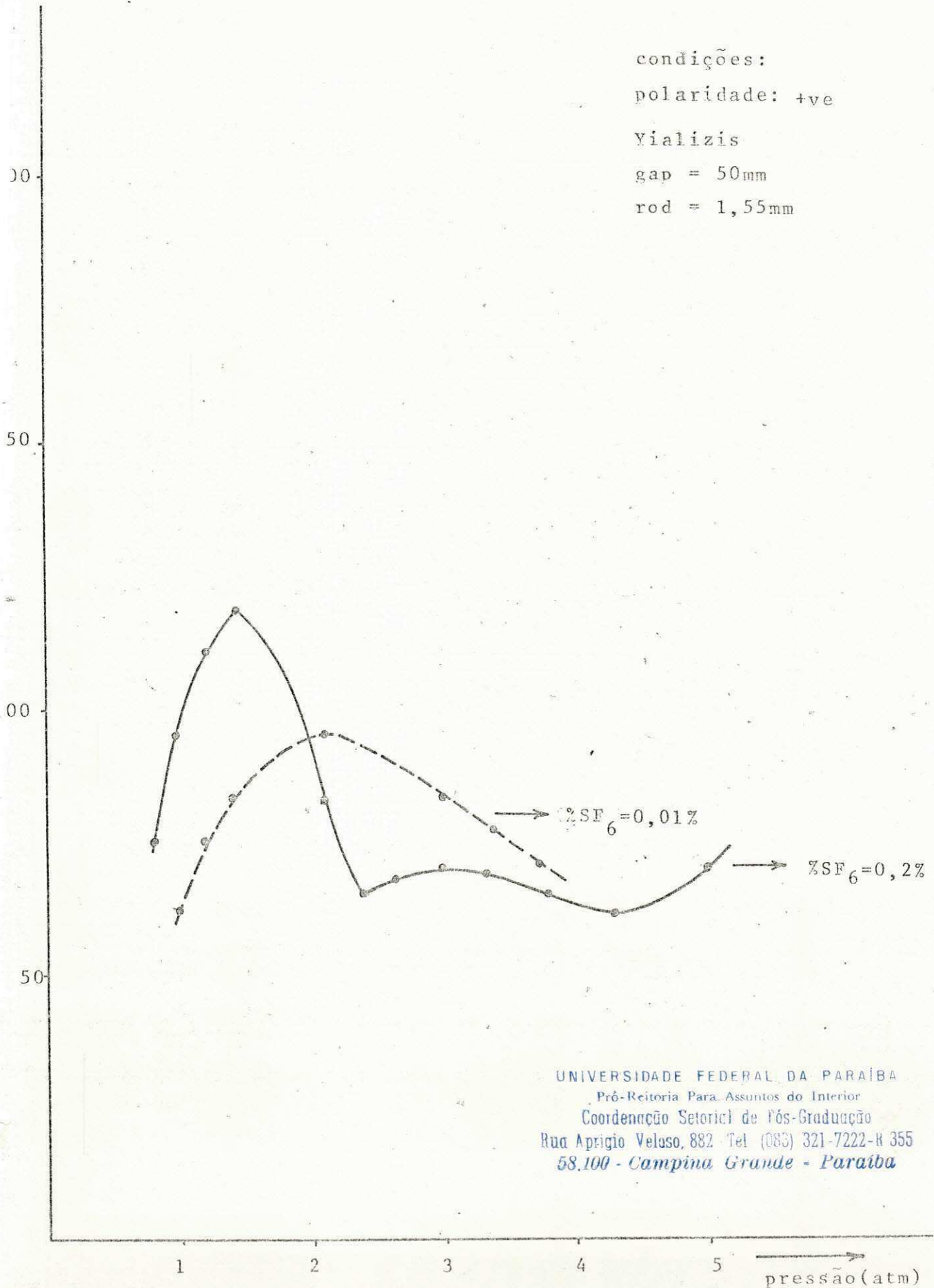
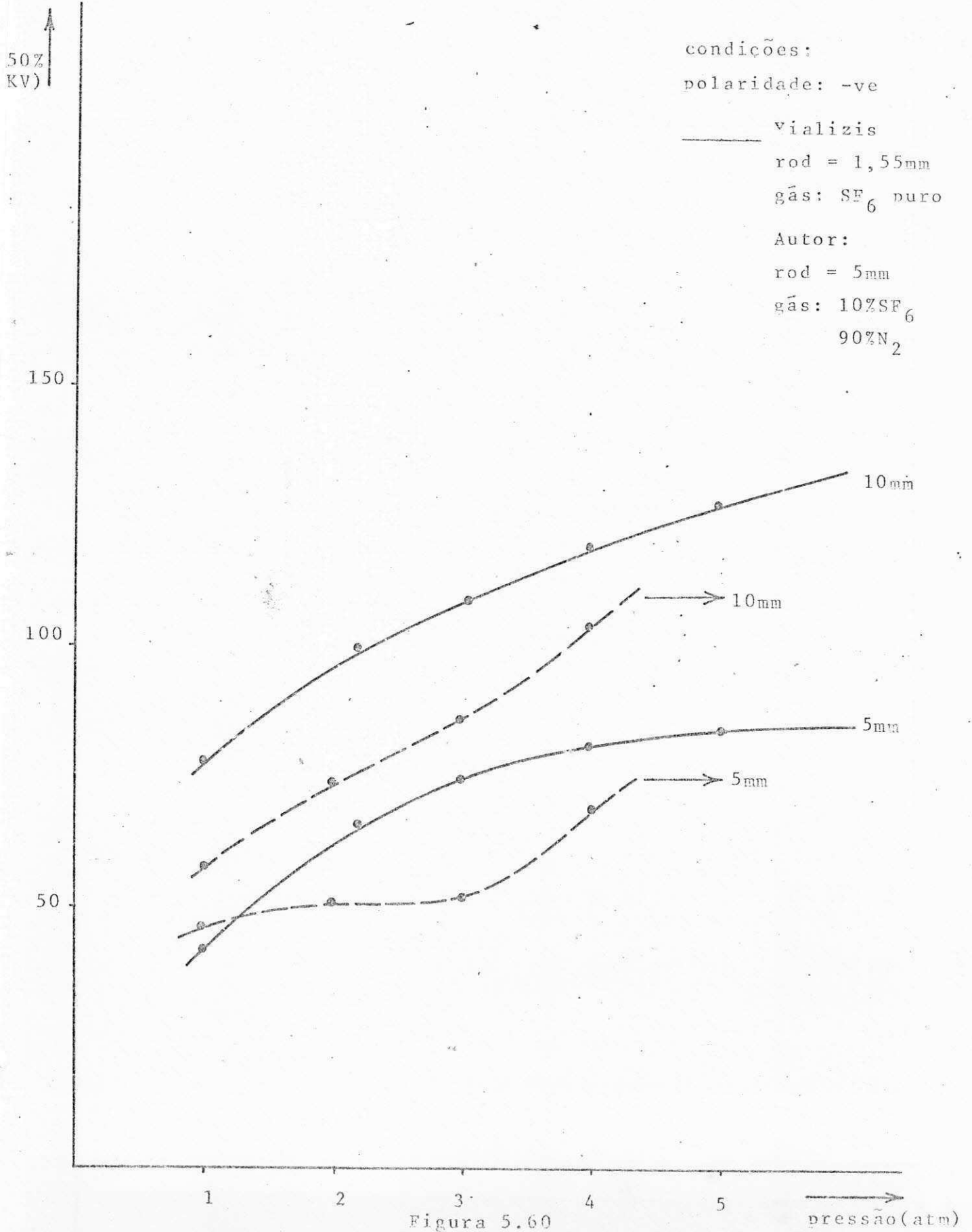


Figura 5.59

UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA
Pró-Reitoria Para Assuntos do Interior
Coordenação Setorial de Pós-Graduação
Rua Aprígio Veloso, 882 - Tel (083) 321-7222-R 355
58.100 - Campina Grande - Paraíba



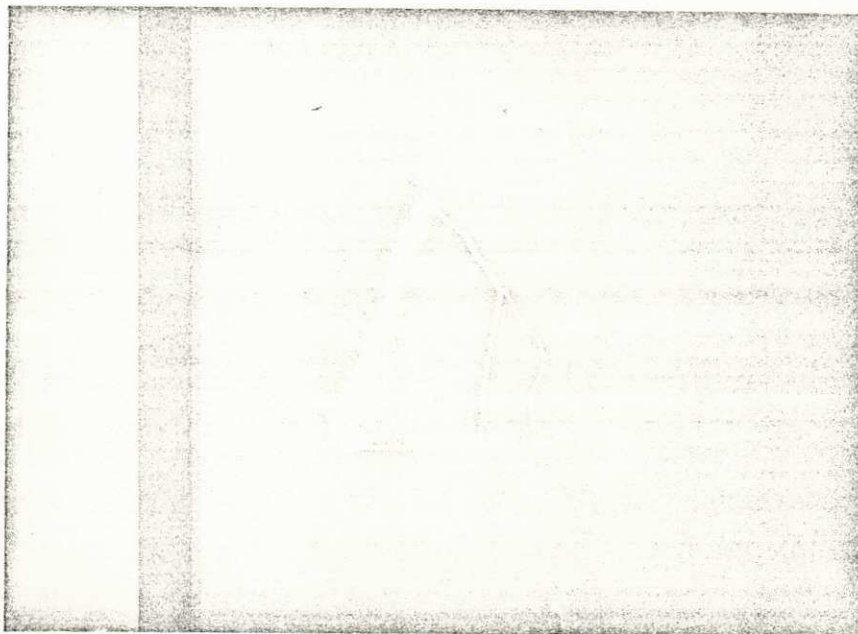
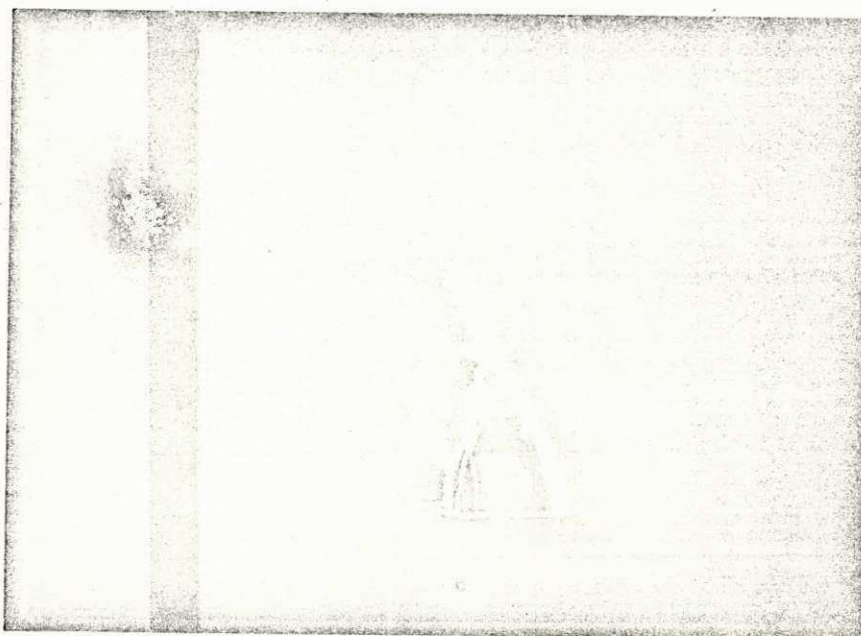


Figura 5.61. (a)



(b)

Rupturas para impulsos positivos em um rod de
0,5cm de diâmetro, gap = 4cm; pressão = 4atm
e 2% de SF₆.

a) $U_{50\%} = 125KV$; b) $U_{50\%} = 121KV$.

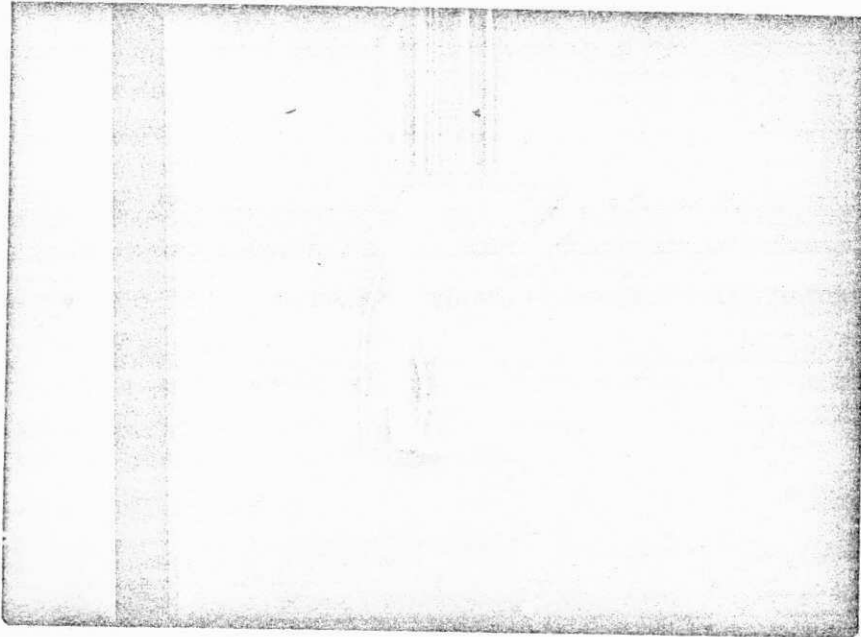
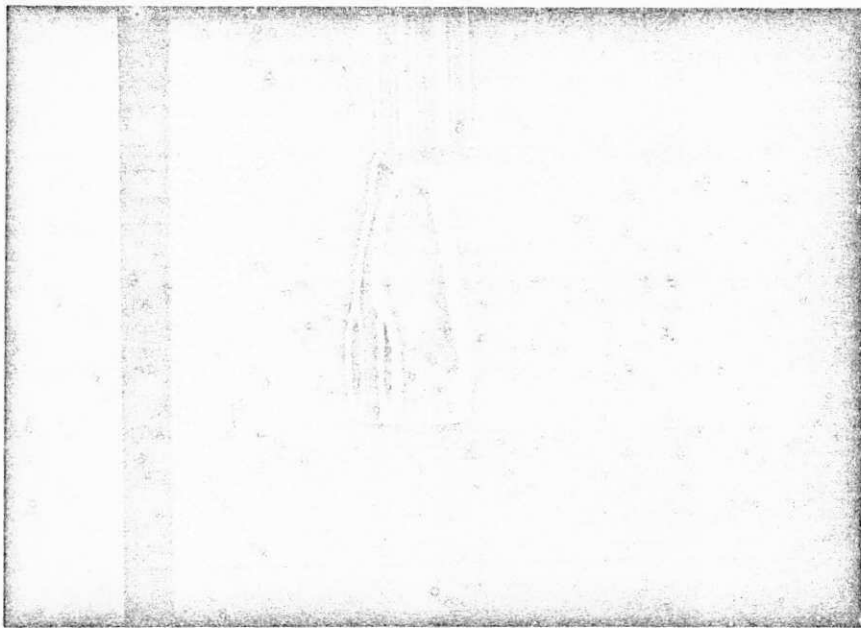


Fig. 5.62. (a)



(b)

Rupturas para impulsos positivos em um rod de 2cm de diâmetro, gap = 4cm, pressão = 3atm e 10% de SF₆.

a) $U_{50\%} = 230KV$; b) $U_{50\%} = 240KV$.

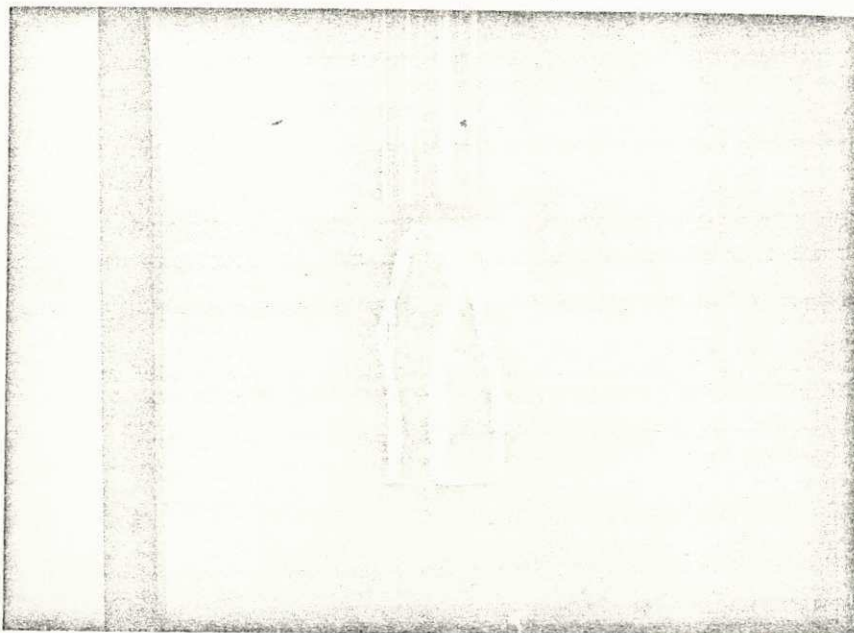
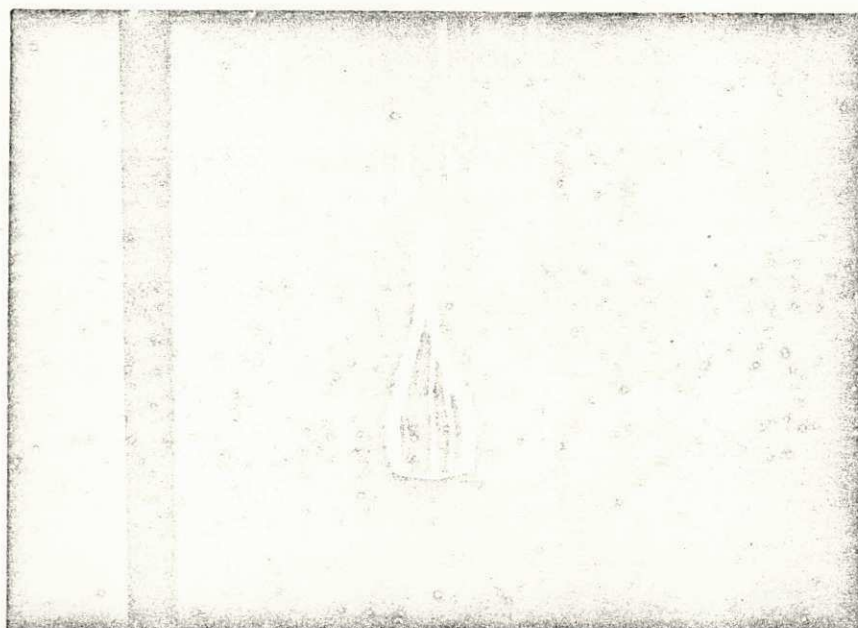


Fig. 5.63. (a)



(b)

Rupturas para impulsos negativos em um rod de
2cm de diâmetro, gap = 4cm, pressão = 3atm e
10% de SF₆.

a) $U_{50\%} = 207KV$;

b) $U_{50\%} = 227KV$.

UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAIBA
Pró-Reitoria Para Assuntos do Interior
Coordenação Setorial de Pós-Graduação
Rua Aprigio Veloso, 882 Tel (083) 321-7222-R 355
58.100 - Campina Grande - Paraíba

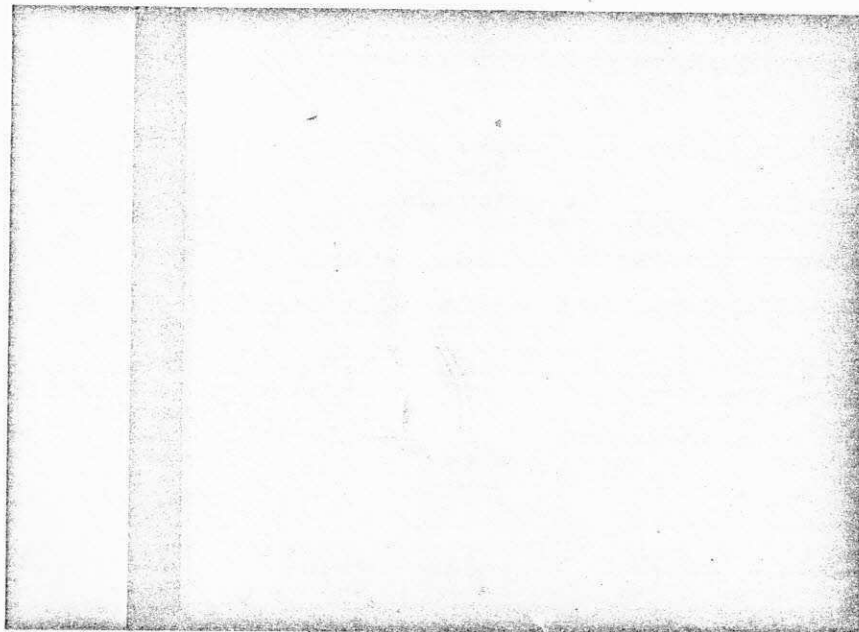
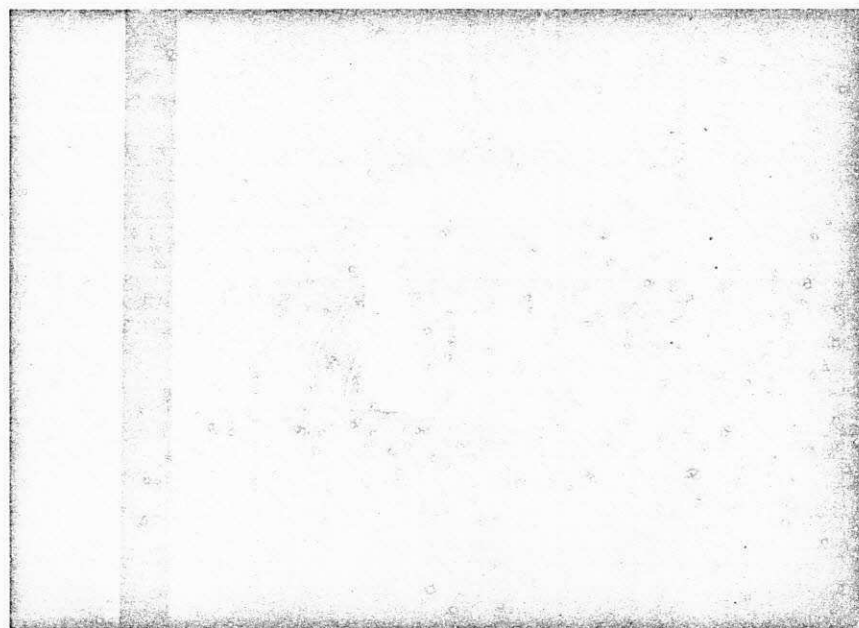


Fig. 5.64. (a)



(b)

Rupturas para impulsos positivos em um dor de 2cm de diâmetro, gap = 3cm, pressão = 3atm e 1%SF₆.

a) $U_{50\%} = 238KV;$ b) $U_{50\%} = 239KV.$

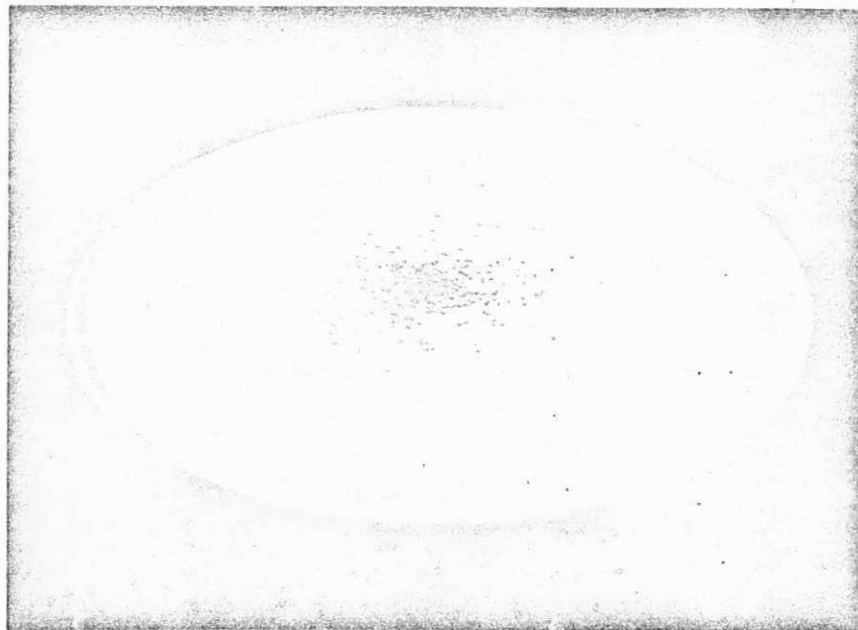
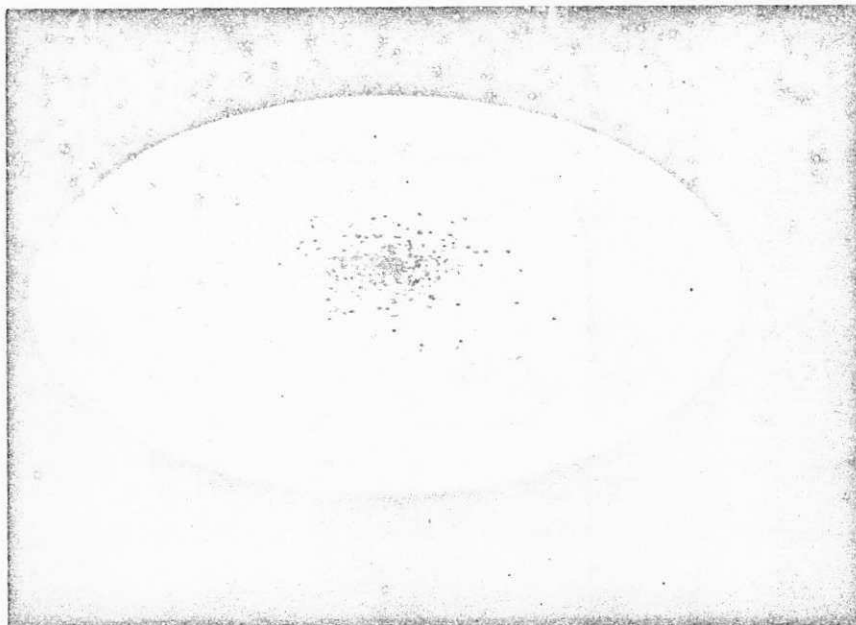


Fig. 5.65. (a) - Eletrodo plano após
série de medições
com rod de 0,5cm.



(b) - Eletrodo plano após
série de medições
com rod de 1cm.

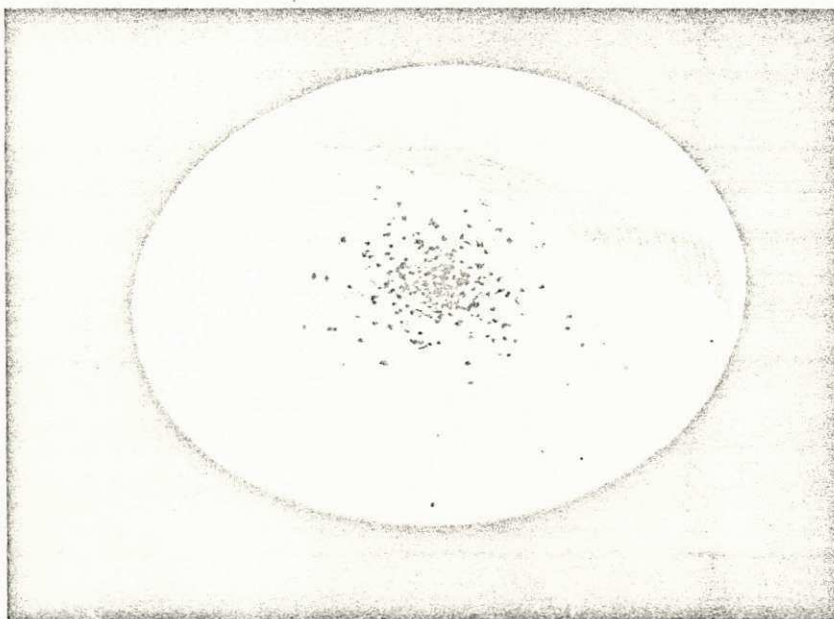
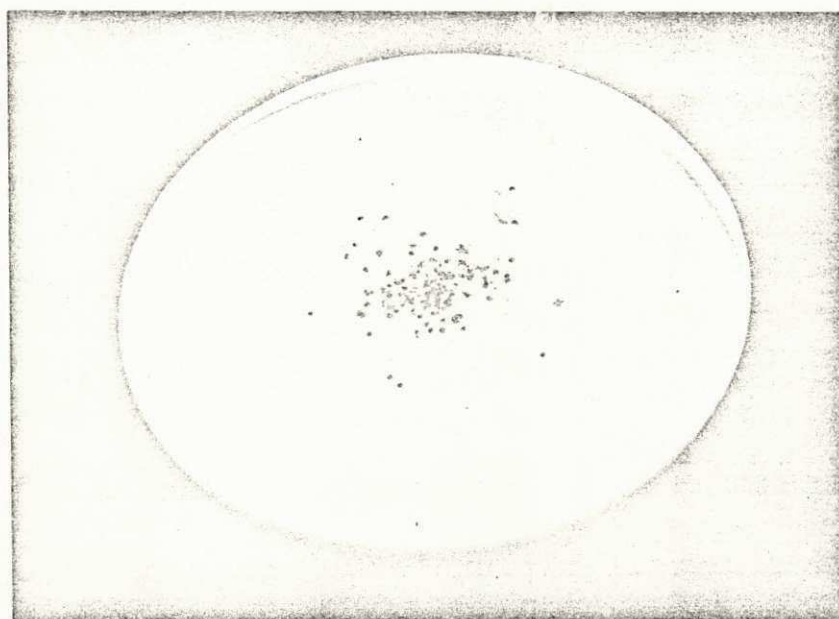


Fig. 5.66. (a) - Eletrodo plano após série de medições com 2cm.



(b) - Eletrodo plano após série de medições com rod de 3cm.

UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA
Pró-Reitoria Para Assuntos do Interior
Cno de 1.ººo. Especial de Estruturação
Rua Aprígio Veloso, 882 - 1.ºººº 321 7222-R 355
58.100 - Campina Grande - Paraíba

CAPÍTULO VI.

CONCLUSÕES

UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAIBA
Pró-Reitoria Para Assuntos do Interior
Coordenação Setorial de Pós-Graduação
Rua Aprígio Veloso, 892 - Tel. (083) 331 7222-R 355
58.100 - Campina Grande - Paraíba

A determinação da tensão de ruptura para o nitrogênio puro e misturas de SF_6/N_2 além do cálculo da tensão de iniciação de corona utilizando vários graus de não uniformidade do campo elétrico, realizados neste trabalho, ressaltaram os seguintes pontos:

- 1 - As tensões de ruptura das misturas estudadas são bem mais elevadas que as do nitrogênio em todos os casos estudados.
- 2 - A polaridade do impulso aplicado influencia decisivamente nos valores de $U_{50\%}$, sendo que aqueles obtidos para polaridade negativa foram na maioria dos casos superiores aos correspondentes em tensão positiva.
- 3 - O diâmetro dos eletrodos rod influi diretamente no valor de

$U_{50\%}$. Para as características tensão de ruptura x pressão e tensão de ruptura x comprimento do gap, obteve-se maiores valores de $U_{50\%}$ para maiores diâmetros de rod, considerando as mesmas condições.

4 - O aumento na percentagem de SF_6 para valores acima de 1% não correspondem a elevações na tensão de ruptura que possam ser apreciáveis.

5 - As tensões de iniciação de corona calculadas através da simulação computacional apresentam valores bem menores que os correspondentes as tensões de ruptura. Os dados obtidos mostram que o aumento no nível de iniciação de corona cresce com o diâmetro do rod mas mantêm-se praticamente invariável entre os valores obtidos para o N_2 puro e os da mistura contendo 10% de SF_6 .

A viabilidade da utilização de misturas de SF_6/N_2 como meio dielétrico em cabos isolados a gás, depende da realização de estudos mais detalhados das mesmas, levando-se em consideração parâmetros encontrados em casos práticos, quando da realização de trabalhos experimentais. Os fatores de utilização calculados para este trabalho, por exemplo, situam-se em uma faixa correspondente a encontrada nos cabos isolados a gás. Os valores fixados para os percentuais de SF_6 também são bastante importantes do ponto de vista prático. A superação de deficiências técnicas apresentadas pelo SF_6 , através de utilização de misturas de SF_6/N_2 , serão muito mais pragmáticas se forem utilizados valores percentuais para o SF_6 entre 1 e 10% na composição da mistura, já que a composição de tais percentuais é muito mais

fácil do que a utilização de percentagens mínimas de SF₆ (<1%) e ainda seria financeiramente atrativa.

A continuidade deste trabalho é assim plenamente justificável, sendo que através da experiência obtida quando de sua realização e visando o aprofundamento de futuras pesquisas que utilizem os mesmos parâmetros, pode-se sugerir: a) construção de eletrodos planos com utilização de perfis que não interfiram na forma das descargas; b) utilização de cromatógrafo de gás para checagem da composição das misturas; c) utilização de fotomultiplicador para acompanhamento do desenvolvimento temporal das descargas e obtenção de dados experimentais das tensões de iniciação de corona; d) obtenção de valores para tensão de ruptura e iniciação de corona em valores intermediários de pressão para melhor definição das características a serem obtidas; aplicação de impulsos de manobra em ambas as polaridades para estudo das descargas frente a estas tensões.

REFERÊNCIAS

01. Howatson, A.M., "An Introduction to Gas Discharges". Pergamon Press, London, 1965, cap. 3 e 4.
02. Nasser, E., "Fundamental of Gaseous Ionization and Plasma Electronics". Willey-Interscience, New York, 1971, cap. 8 e 9.
03. ALSTON, L.L., "High Voltage Technology" - Oxford University Press, 1968, cap.
04. YIALIZIS, A., Thesis of PhD, "Impulse Breakdown Characteristics for Rod-Plane Gaps in Mixtures of Sulphur Hexafluoride and Nitrogen", 1978.
05. N.H. Malik and A.M. Qureshi, "Breakdown mechanisms in Sulphur-Hexafluoride", IEEE Trans. Electrical Insulation, Vol EI-13, Nº 3, June 1978.
06. R. Mazel and E. Kuffel, "Static Field Anode Corona Characteristics in Sulphur-Hexafluoride", IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems", Vol. PAS-95, Nº 1, January/February 1976.

07. N.H. Malik and A.H. Qureshi, "A Review of Electrical Breakdown in Mixtures of SF₆ and Other Gases", IEEE Trans. Electrical Insulation, Vol. EI-14, No 1, February 1979.
08. T. R. Foord, "Some experiments on positive point to plane corona and spark breakdown of compressed gases", Proc. IEEE, Vol. 100, Part 2, No 78, pp 585-590, 1953.
09. H. Raether, "Electron Avalanches and Breakdown in Gases, London, England, 1964.
10. A. Yializis, N.H. Malik, A. H. Qureshi and E. Kuffel, "Impulse breakdown and corona characteristics for rod-plane gaps in mixtures of SF₆ and nitrogen with less than 1% of SF₆ content". IEEE PES Winter Meeting, New York, NY, February 4-9, 1979.
11. O. Farish, S. J. Dale and A. M. Sletten, "Impulse Breakdown of positive rod-plane gaps in hydrogen and hydrogen/SF₆ mixtures", IEEE Winter Power Meeting, paper No F76 156-0, New York, January 1976.
12. A. Pedersen, "Calculation of spark breakdown or corona starting voltages in nonuniform fields", IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems, Vol. PAS-86, No 2, February 1967.

13. A. Pedersen, "Criteria for spark breakdown in Sulphur Hexafluoride", IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems, Vol. PAS-89, Nº 8, November/December 1970.
14. R. G. Baumgartner, "Dielectric Characteristics of mixtures of Sulphur hexafluoride(SF₆) and Nitrogen (N₂), Proc. 3rd Int. Conf. Gas Discharges, IEE, London, pp 366-369, 1974.
15. H. Singer, H. Steinbigler, P. Weiss, "A charge simulation method for the calculation of high voltage fields", IEEE PES Winter meeting, New York, N.Y., January 27 - February 1, 1974.
16. Lígia S. Palma, Dissertação de mestrado, "Força de Levitação e distorção do campo elétrico devido a partículas condutoras, UFPb/DEE, 1979.
17. M. S. Abou-Seada, E. Nasser, "Digital computer calculation of the potential and field of a rod gap". Proc. IEEE 56, pp. 813-820, 1968.
18. S. Zelingher, R. Matulic, "EHV gas insulated transmission lines: Parameters determination based on sistem perfomance criteria", IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems, Vol. PAS-100, Nº 11, November 1981.

19. H. Parekh and K.D. Srivastava, "Effect of Avalanche Space Charge Field on the Calculation on corona onset voltage, IEEE Trans. on Electrical Insulation, Vol. EI-14, No 4, August 1979.