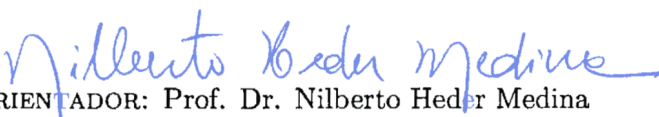


UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO  
INSTITUTO DE FÍSICA

# Efeitos Destrutivos de Íons Pesados em Dispositivos Eletrônicos

SAULO GABRIEL ALBERTON

  
ORIENTADOR: Prof. Dr. Nilberto Heder Medina

DISSERTAÇÃO APRESENTADA AO INSTITUTO  
DE FÍSICA DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO  
PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE MESTRE EM  
CIÊNCIAS.

COMISSÃO EXAMINADORA:

Prof. Dr. Nilberto Heder Medina - Orientador (IFUSP)

Prof. Dr. Maurício Moralles - IPEN

Prof. Dr. Roberto Baginski Batista Santos - Centro Universitário FEI

SÃO PAULO  
2019

**FICHA CATALOGRÁFICA**  
**Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação**  
**do Instituto de Física da Universidade de São Paulo**

Alberton, Saulo Gabriel Pereira Nascimento

Efeitos destrutivos de radiação em dispositivos eletrônicos.  
São Paulo, 2019.

Dissertação (Mestrado) – Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Depto. de Física Nuclear.

Orientador: Prof. Dr. Nilberto Heder Medina  
Área de Concentração: Física Nuclear Aplicada

Unitermos: 1. Física Nuclear - Aplicações; 2. Efeitos de radiação; 3. Single-event effects; 4. Instrumentação nuclear.

USP/IF/SBI-078/2019

UNIVERSITY OF SÃO PAULO  
PHYSICS INSTITUTE

# Destructive Effects of Heavy Ions on Electronic Devices

SAULO GABRIEL ALBERTON

SUPERVISOR: Prof. Dr. Nilberto Heder Medina

DISSERTATION SUBMITTED TO THE PHYSICS  
INSTITUTE OF THE UNIVERSITY OF SÃO PAULO  
IN PARTIAL FULFILLMENT OF THE REQUIRE-  
MENTS FOR THE DEGREE OF MASTER OF  
SCIENCE.

EXAMINING COMMITTEE:

Prof. Dr. Nilberto Heder Medina - Supervisor (IFUSP)

Prof. Dr. Maurício Moralles - IPEN

Prof. Dr. Roberto Baginski Batista Santos - Centro Universitário FEI

SÃO PAULO  
2019



# Agradecimentos

Por essa nossa caminhada, eu gostaria de agradecer

À minha família: Gab, Juninho (cabeção), Juquinha, Lu, Mami, Nê, Pai, Titia, Titio e Zizinha. Amo vocês incondicionalmente, mesmo que a cabeçona do Juninho tenha mais de 600 kg;

Aos meus grandes amigos, os quais tenho muito carinho: Pedro (Black Ururu), Álvaro, Christopher, Du Picerni, Ichinose, João, PH, Rafoso, Romário (Preto), Tchururu (Tchuba), Vinera (Mutante), Bibi, Cazito, Charlie, Felipinho, Gege, Igor (BJPF), Kenzo (Lavã), Kerol, KIQ, Léo Lago, Nat Terra, Renato Boaventura, Renatão, Thominhas, Will, Zé Goiaba, Gabriel (Mutante/Mutuca), Igu (Mutante/Magrão), Lucas Dantas, Roginho (Sommelier), Anésio, Biribibi Gabri, Carol Simião, Cinthia Cenciani, Claire, Dani Reis, Joel (o Cruel), Kátia Pádua, Kleitan, Lívia Simião, Marcelo Stangari, Marjô, May Cardoso, Milene Massumi, Mirella, Pipo, Paloma Queiroz, Ricardo Francisco, Vini Brean, Duinha (Cabeça/Nataly), Lindia (Lidia Martiniano), Ana Preta (Pretinha), Sid, Milian, Bruma Diniz, Ju Mi, Vehar, Dan, Gui, Guti Pereta e Camóle Rossetta (Camile);

À feliz memória de minhas amigas Mylla e Paulinha;

A todos os meus amigos do cursinho comunitário Cora Coralina, as pessoas mais generosas que conheço e que me ensinam constantemente essa virtude que eles detêm;

Pelas assistências e amparos (e boas risadas), aos meus amigos: Du Mal (Oliveira) e Joel (o Cruel) da Unicamp, e Anésio, Cris, Marcelo Stangari e Roger da própria USP;

Aos colegas do IFUSP,

pela sobrevivência na graduação: Herberthe (PL), Escoteiro (Escudeiro), Camilinha, Fabio Canedo, Flávio, Gabriel, Leonardo, Milho (Miller), Nick, Paloma, Pitta, Rayner, Rosana, Roy, Ruy e Santista;

pelas discussões, ajudas com experimentos e cálculos, e pela engraçada convivência diária nesses últimos anos: Vitoso, Alessandro, Alishow, André, Clebão, David Flechas, Daniel, Erick Lépton, Geovane, Greiciane, Hellen, Juan (Beto Jamaica), Juan A., Osvaldão, Paula, Renan, Renato, Tiago F., Uiran, Valdir Brunette, Valter, Vini Ragazzo,

Yoxara Villamizar, Xavier, Antônio, Celso, Ed, Edelberto, Euripes, Fabião, Gilda, Jacqueline, Jorge, Luiz, Luiz Marcos, Messias, Néia, Otavião, Rone, Samuel, Salvador, Serginho, Sérgio Tanaka, Silvinho, Tromba, Vitório, Wanda, Wellington, Zé de Abreu, Zenaide;

Ao meu orientador e professor: Medina, pelos ensinamentos, incentivos e apoios díspares ao longo desses 7 anos sob sua orientação;

Aos meus professores: Nemi (Nemitala), Edu (Macchione), Ricardo Menegasso, Ribas, 0 (Zero), Marco Bregant, Shila (Marcilei), Luis Gregório, Frenkel, Vitor Aguiar e Paulinha (Paula Frisoni), pela enorme solicitude, pela grande paciência e pelo empenho em me ensinar;

Também aos demais colegas dos grupos HEPIC, LIP, RIBRAS,  $\gamma$ , e aos colegas do Centro Universitário FEI e CTI Renato Archer.



Saulo Gabriel Alberton  
Guarulhos, setembro de 2019





*Dedico a Edson Antonio Albertão, Dédi, o meu pai*

*ainda que a chuva  
conflua, sopra, ou verta  
águas acabrunhadoras  
que cortem, tais tesouras,  
as asas das borboletas.*



# Resumo

Desde meados de 1970, sabe-se que dispositivos eletrônicos estão sujeitos a falhas operacionais quando expostos à radiação. Essas falhas operacionais manifestam-se significativamente em ambientes cuja exposição à radiação é bastante intensa, tal como em eletrônica embarcada de satélites, sistemas aviônicos, aceleradores de partículas e reatores nucleares. Efeitos de radiação dominantes em sistemas eletrônicos de aplicação espacial são causados pela penetração de uma única partícula ionizante, e por isso são chamados de Efeitos de Eventos Independentes (*Single-Event Effects* - SEE). Esses efeitos são causados pela incidência de uma única partícula ionizante com energia suficiente para produzir um grande número de pares elétron-lacuna em um volume sensível do dispositivo eletrônico. Sob movimentos de condução e difusão dentro do dispositivo, os pares elétron-lacuna configuram correntes elétricas que são internamente coletadas, resultando em transientes de circuito, mudanças de estados lógicos, ou até mesmo dano físico permanente no dispositivo. Em dispositivos de potência, os intensos campos elétricos internos podem ser capazes de aumentar as densidades de corrente através de ionização por impacto, resultando em um efeito avalanche até que um colapso inteiramente destrutivo ocorra: um *Single-Event Burnout* (SEB).

Dependências críticas de riscos de efeitos de radiação íon-induzidos em transistores foram medidas usando o arranjo dedicado SAFIIRA do LAFN-USP. Feixes iônicos de  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{35}\text{Cl}$ ,  $^{48}\text{Ti}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{63}\text{Cu}$  e  $^{107}\text{Ag}$  foram utilizados para a realização de medidas de seção de choque de eventos catastróficos do tipo SEB. Foi desenvolvido um arranjo elétrico de aquisição baseado na técnica de limitação de corrente para medidas não-destrutivas desses eventos inteiramente destrutivos. Nesse arranjo, para cada ocorrência de um evento candidato a SEB, a potência disponível capaz de destruir o dispositivo é limitada e o sinal de saída é atenuado e contado, permitindo a realização de medidas indiretas de seções de choque de SEBs e preservando a integridade física do dispositivo eletrônico sob estudo. A caracterização do transistor IRLZ34NPbF resultou na estimativa da profundidade da região sensível do dispositivo  $R_{\text{sens}} = 10.1(5) \mu\text{m}$  e na inferência estatística de sua seção de choque de saturação  $\sigma_{\text{sat}} = 4.62(17) \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ , indicando que 11.1(6)% da área total do *chip* semiconductor do dispositivo pode contribuir na ocorrência de efeitos destrutivos do tipo SEB.

**Palavras-chave:** efeitos de radiação em dispositivos eletrônicos; single-event effects; efeitos destrutivos; single-event burnout; instrumentação nuclear; interação da radiação com a matéria



# Abstract

Since the mid-1970s it is known that electronic devices are subject to operational failures when exposed to radiation. These operational failures are very significant in environments where radiation exposure is quite intense, such as space-borne electronics, avionic systems, particle accelerators and nuclear reactors. Dominant radiation effects in electronic circuits in space applications are caused by the penetration of a single ionizing particle, and therefore they are called Single-Event Effects (SEEs). These effects are caused by the incidence of a single ionizing particle with enough energy to create a large number of electron-hole pairs within a sensitive volume of the electronic device. Under drift and diffusion movements within the device, the electron-hole pairs configure electric currents which are internally collected, resulting on circuit transients, logical state changes, or even permanent physical damage to the device. In power devices, intense internal electric fields may be able to increase current densities through impact ionization, resulting in an avalanche effect until an extremely destructive collapse occurs: a Single-Event Burnout (SEB).

Critical physical dependencies of heavy ion-induced radiation risks in transistors were measured using the SAFIIRA setup at LAFN-USP.  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{35}\text{Cl}$ ,  $^{48}\text{Ti}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{63}\text{Cu}$  and  $^{107}\text{Ag}$  ion beams were used to perform the cross section measurements of catastrophic SEBs. An electrical acquisition setup based on current limiting technique was developed for non-destructive measurements of these entirely destructive events. In this setup, for each occurrence of a SEB candidate event, the available power capable of destroying the device is limited and the output signal is attenuated and counted, allowing indirect SEB cross section measurements and preserving the physical integrity of the electronic devices under study. The characterization of the IRLZ34NPbF transistor resulted in the estimation of the device's sensitive region depth  $R_{\text{sens}} = 10.1(5) \mu\text{m}$  and in the statistical inference of its saturation cross section  $\sigma_{\text{sat}} = 4.62(17) \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ , indicating that 11.1(6)% of the semiconductor cross-sectional area may contribute to SEB destructive effect occurrence.

**Keywords:** radiation effects in electronic devices; single-event effects; destructive effects; single-event burnout; nuclear instrumentation; radiation interaction in matter



# Índice

<b>Lista de Figuras</b>	<b>I</b>
<b>Lista de Tabelas</b>	<b>III</b>
<b>Abreviações</b>	<b>V</b>
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2 Single-Event Effects</b>	<b>5</b>
2.1 Conceitos Básicos . . . . .	5
2.1.1 Seção de Choque de Single-Event Effects . . . . .	7
2.1.2 Transferência Linear de Energia . . . . .	9
2.1.3 Distribuição de Falhas . . . . .	10
2.2 Efeitos Destrutivos . . . . .	11
2.2.1 Single-Event Burnout . . . . .	16
2.2.1.1 Colapso Avalanche . . . . .	16
2.2.1.2 Ativação de Transistor Bipolar Parasita . . . . .	19
2.2.1.3 Modelo de Avalanche Induzida por Corrente . . . . .	22
<b>3 Metodologia e Materiais</b>	<b>27</b>
3.1 Medidas Elétricas . . . . .	27
3.2 Equipamento Experimental . . . . .	34
3.2.1 Acelerador Pelletron 8UD . . . . .	34
3.2.2 SAFIIRA . . . . .	44
3.3 O Experimento . . . . .	47
<b>4 Resultados</b>	<b>55</b>
4.1 Single-Event Transients . . . . .	58
4.2 Single-Event Burnouts . . . . .	60
4.2.1 Região Sensível . . . . .	65
4.2.2 Seção de Choque de Saturação . . . . .	69
4.3 Espectroscopia de Carga . . . . .	70
4.3.1 Single-Event Transients . . . . .	71
4.3.2 Single-Event Burnouts . . . . .	73
4.4 Discussão . . . . .	76
4.4.1 Sinais e Medidas Elétricas . . . . .	76
4.4.2 Limitações do Circuito Protetivo . . . . .	80

5 Conclusões

83

Referências Bibliográficas

85

# Lista de Figuras

2.1	Componentes de coleção de carga em junções semicondutoras e corrente elétrica transiente íon-induzida . . . . .	7
2.2	Curva de Weibull e comportamento de medidas experimentais . . . . .	11
2.3	Seções de choque de SEB em função da LET e da tensão de alimentação $V_{DS}$ . . . . .	14
2.4	Comportamento assintótico da tensão mínima de falha de SEB em função da LET . . . . .	15
2.5	Velocidade de elétrons e lacunas em silício . . . . .	17
2.6	Fator de multiplicação avalanche de elétrons $M_e$ em função da tensão de coletor em estrutura <i>npn</i> . . . . .	19
2.7	Diagrama esquemático de estrutura MOSFET e de estrutura transistora <i>npn</i> , em corte . . . . .	20
2.8	Ativação de transistor bipolar parasita . . . . .	21
2.9	Dano causado por SEB em um MOSFET de potência de tecnologia HEX-FET . . . . .	22
2.10	Perfil de campo elétrico na estrutura transistora <i>npn</i> unidimensional em função da densidade de corrente injetada . . . . .	23
2.11	Coefficientes de ionização de elétrons e lacunas em silício . . . . .	25
3.1	Diagrama esquemático de arranjo elétrico proposto para medidas experimentais de SEE em transistores de potência . . . . .	28
3.2	Curva de avalanche quasi-estacionária para um transistor de potência . . . . .	29
3.3	Simulação de circuito para uma ocorrência de SEB no modelo SR . . . . .	32
3.4	Simulação de circuito para uma ocorrência de SEB com 50 ns de duração no modelo SR . . . . .	33
3.5	Representação artística do LAFN-USP . . . . .	35
3.6	Fonte de íons tipo MC-SNICS do acelerador Pelletron 8UD . . . . .	36
3.7	Dipolo como elemento óptico de feixe de partículas carregadas . . . . .	37
3.8	Tanque acelerador <i>tandem</i> do Pelletron 8UD . . . . .	39
3.9	Tubo acelerador e periféricos do tanque acelerador . . . . .	41
3.10	Estados de carga de equilíbrio de íons em sólidos . . . . .	41
3.11	Esquema geral do acelerador Pelletron 8UD . . . . .	43
3.12	Representação artística do SAFIIRA, instalado no LAFN-USP . . . . .	44
3.13	Quadrupolo como elemento óptico de feixe de partículas carregadas . . . . .	45
3.14	Módulo elétrico para medidas de efeitos de radiação em dispositivos eletrônicos . . . . .	48
3.15	Estrutura de um transistor HEXFET . . . . .	48
3.16	$LET_{eff}$ em função da profundidade de penetração para as combinações íon-energia utilizadas nos experimentos com o dispositivo IRLZ34NPbF . . . . .	49

3.17	Transistor de potência IRLZ34NPbF desencapsulado para exposição do dispositivo semiconductor . . . . .	50
3.18	Transistor IRLZ34NPbF desencapsulado posicionado na câmara de irradiação do SAFIIRA . . . . .	50
3.19	Metodologia de testes de SEE . . . . .	52
4.1	Sinais elétricos de SEEs observados no transistor IRLZ34NPbF ( $V_{DS} = 55$ V) para feixe de $^{35}\text{Cl}$ a $E_T = 70$ MeV . . . . .	57
4.2	Dependência de $\sigma(\text{SET} \cup \text{SEB})$ e $\sigma(\text{SEB})$ com a tensão $V_{DS}$ . . . . .	59
4.3	Dependência de $\sigma(\text{SET} \cup \text{SEB})$ , $\sigma(\text{SEB})$ e $\sigma(\text{SET})$ com a tensão $V_{DS}$ . . . . .	59
4.4	Medidas de seções de choque de SEB, $\sigma_{\text{SEB}}$ , em função de $V_{DS}$ para diversas espécies iônicas disponíveis no LAFN-USP. . . . .	61
4.5	Comportamento assintótico da tensão limiar de falhas de SEB ( $V_{DS_{\text{th}}}$ ) em função da LET superficial efetiva ( $\text{LET}_{\text{eff}}$ ) . . . . .	64
4.6	Variações da seção de choque de SEB na tensão de <i>breakdown</i> ( $\sigma_{\text{SEB}}(BV_{DS})$ ) em função da LET superficial efetiva ( $\text{LET}_{\text{eff}}$ ) . . . . .	64
4.7	Estimativa de profundidade da região sensível através de curva de ionização obtida com o <i>software</i> SRIM . . . . .	67
4.8	Suavização do comportamento da seção de choque de SEB na tensão de <i>breakdown</i> , $\sigma_{\text{SEB}}(BV_{DS})$ , em função da LET efetiva, $\text{LET}_{\text{eff}}$ , tomada na região sensível, localizada na profundidade $R_{\text{sens}} = 10.1(5) \mu\text{m}$ . . . . .	67
4.9	Visão ampliada da $\text{LET}_{\text{eff}}$ em função da profundidade de penetração nas proximidades da região sensível $R_{\text{sens}}$ estimada . . . . .	68
4.10	Ajuste Weibull simultâneo com parâmetro $\sigma_{\text{sat}}$ compartilhado . . . . .	70
4.11	Ilustração do procedimento de integração de sinal de corrente elétrica de SEEs . . . . .	71
4.12	Histogramas de carga coletada de SETs em função de $V_{DS}$ para feixe de $^{35}\text{Cl}$ a $E_T = 70$ MeV. . . . .	72
4.13	Valores médios de carga coletada de SETs, $\langle Q_{\text{SET}} \rangle$ , em função de $V_{DS}$ . . . . .	73
4.14	Histogramas de carga coletada de SEBs em função de $V_{DS}$ para feixe de $^{35}\text{Cl}$ a $E_T = 70$ MeV . . . . .	74
4.15	Valores médios de carga coletada de SEBs, $\langle Q_{\text{SEB}} \rangle$ , em função de $V_{DS}$ . . . . .	75
4.16	Sinal elétrico de SEB verificado experimentalmente, evidenciando segundo pico . . . . .	78
4.17	Modelagem de SEB em nível de circuito . . . . .	78
4.18	Simulações de SEB em nível de circuito para perturbações iniciais com amplitudes de $I_{\text{ion}} = 50$ mA e 500 mA. . . . .	79
4.19	Seções de choque de SEB em função do valor nominal do resistor de proteção $R_P$ à tensão $V_{DS} = 50$ V . . . . .	82
4.20	Seções de choque de SEB em função do fluxo de partículas $\phi$ no DUT . . . . .	82

# Lista de Tabelas

3.1	Características de feixe iônico para experimentos de SEE no transistor IRLZ34NPbF . . . . .	53
-----	---	----



# Abreviações

<b>BJT</b>	<b>B</b> ipolar <b>J</b> unction <b>T</b> ransistor
<b>CIA</b>	<b>C</b> urrent <b>I</b> nduced <b>A</b> valanche
<b>CIB</b>	<b>C</b> urrent <b>I</b> nduced <b>B</b> ase
<b>CMOS</b>	<b>C</b> omplementary <b>M</b> etal- <b>O</b> xide- <b>S</b> emiconductor
<b>CTI</b>	<b>C</b> entro de <b>T</b> ecnologia da <b>I</b> nformação Renato Archer
<b>DD</b>	<b>D</b> isplacement <b>D</b> amage
<b>DFN</b>	<b>D</b> epartamento de <b>F</b> ísica <b>N</b> uclear
<b>DUT</b>	<b>D</b> evice <b>U</b> nder <b>T</b> est
<b>FET</b>	<b>F</b> ield- <b>E</b> ffect <b>T</b> ransistor
<b>Geant</b>	<b>G</b> Eometry <b>A</b> Nd <b>T</b> racking
<b>HEXFET</b>	<b>H</b> EXagonal <b>F</b> ield- <b>E</b> ffect <b>T</b> ransistor
<b>IFUSP</b>	<b>I</b> nstituto de <b>F</b> ísica da <b>U</b> niversidade de <b>S</b> ão <b>P</b> aulo
<b>IGFET</b>	<b>I</b> nsulated- <b>G</b> ate <b>F</b> ield <b>E</b> ffect <b>T</b> ransistor
<b>LAFN</b>	<b>L</b> aboratório <b>A</b> berto de <b>F</b> ísica <b>N</b> uclear
<b>LET</b>	<b>L</b> inear <b>E</b> nergy <b>T</b> ransfer
<b>LIP</b>	<b>L</b> aboratório de <b>I</b> nstrumentação e <b>P</b> artículas
<b>LINAC</b>	<b>L</b> INear <b>A</b> Ccelerator
<b>MC-SNICS</b>	<b>M</b> ulti- <b>C</b> athode <b>S</b> ource of <b>N</b> egative <b>I</b> ons by <b>C</b> esium <b>S</b> puttering
<b>MOSFET</b>	<b>M</b> etal- <b>O</b> xide- <b>S</b> emiconductor <b>F</b> ield- <b>E</b> ffect <b>T</b> ransistor
<b>SAFIIRA</b>	<b>S</b> istemA de <b>F</b> eixes <b>I</b> ônicos para <b>I</b> Rradiações e <b>A</b> plicações
<b>SEB</b>	<b>S</b> ingle- <b>E</b> vent <b>B</b> urnout
<b>SEE</b>	<b>S</b> ingle- <b>E</b> vent <b>E</b> ffect
<b>SEGR</b>	<b>S</b> ingle- <b>E</b> vent <b>G</b> ate <b>R</b> upture
<b>SEL</b>	<b>S</b> ingle- <b>E</b> vent <b>L</b> atchup
<b>SET</b>	<b>S</b> ingle- <b>E</b> vent <b>T</b> ransient

<b>SEU</b>	Single-Event Upset
<b>SOI</b>	Silicon On Insulator
<b>SR</b>	Switch-Resistor
<b>SRIM</b>	Stopping and Range of Ions in Matter
<b>SSB</b>	Silicon Surface Barrier
<b>TID</b>	Total Ionizing Dose
<b>USP</b>	Universidade de São Paulo





# Capítulo 1

## Introdução

A contínua e intensa aplicação de dispositivos eletrônicos na sociedade moderna resulta no desenvolvimento de sistemas eletrônicos miniaturizados e de funcionalidades cada vez mais versáteis. Apesar do sucesso da indústria eletrônica ao estabelecer produtos comercialmente acessíveis, compactos e confiáveis para as aplicações terrestres tradicionais, os modernos dispositivos eletrônicos podem ter sua confiabilidade severamente reduzida ao operar em ambientes extremos. Aqui, por ambiente extremo entende-se o domínio ambiental que foge às especificações operacionais de dispositivos eletrônicos comerciais e militares. Tradicionalmente, o nicho científico-industrial da Eletrônica de Ambientes Extremos atribui como ambiente extremo, em ordem de relevância, os seguintes ambientes: radioativos, de baixas e altas temperaturas (inclusive de intervalo extenso e cíclico), intensamente vibracionais, quimicamente corrosivos e de campo magnético intenso [1]. Evidentemente, a composição de diversos ambientes extremos (como no espaço sideral, por exemplo) constituem cenários de agravamento.

Dispositivos eletrônicos utilizados em aplicações críticas como as espaciais, de defesa, médicas e em sistemas de potência, comumente operam em ambientes de exposição à radiação ionizante [2], resultando eventualmente em falhas de operação e até mesmo na sua completa destruição. Apesar do caráter globalmente estratégico da compreensão de efeitos da radiação em dispositivos eletrônicos, os fenômenos e mecanismos envolvidos em certas tecnologias são muitas vezes pouco compreendidos ou até mesmo completamente desconhecidos. Além disso, a crescente miniaturização dos dispositivos eletrônicos

e o aumento significativo do número de componentes em circuitos integrados também têm contribuído para o aumento da ocorrência de falhas nesses sistemas causadas pela radiação ionizante. Assim, por exemplo, sistemas eletrônicos em missões espaciais são muitas vezes desenhados contendo componentes antigos, uma vez que os *designers* e projetistas da missão preferem manter uma posição conservadora [2], comprometendo performance, espaço e carga útil embarcada, porém tendo em vista o aumento da confiabilidade do sistema.

A medida e análise de confiabilidade e risco de dispositivos eletrônicos em ambientes extremos é cada vez mais requerida e efeitos de radiação figuram entre os mais estudados devido às suas inúmeras aplicabilidades, sejam os propósitos convencionais ou estratégicos. Para citar algumas aplicações:

- Espaciais: satélites, missões e estações espaciais;
- Aviação: caças militares, vôos de alta altitude e vôos comerciais;
- Aceleradores: de aplicação médica, industrial e pesquisa;
- Em solo: carros, trens, comunicação.

Para atuarem em ambientes extremos de radiação, como no espaço sideral, a confiabilidade de operação de dispositivos eletrônicos é aferida através de testes em instalações terrestres, cujas metodologias permanecem em constante desenvolvimento. Comumente, testes de radiação em dispositivos eletrônicos são realizados em instalações de testes com aceleradores de partículas, principalmente íons pesados [3]. Testes com feixes de *lasers*, utilizados para simular o impacto de partículas carregadas energéticas, também têm sido realizados e podem resultar em caracterizações adequadas [4]. Testes de radiação em aceleradores são extremamente custosos, em tempo e em recursos, de forma que é imprescindível obter o máximo de informações significativas possíveis durante qualificações, mas é absolutamente necessário compreender completamente todas as etapas dos testes de efeitos de radiação para que não sejam tiradas conclusões incorretas a partir dos dados experimentais. Por exemplo, alguns testes de efeitos destrutivos de radiação em dispositivos eletrônicos podem ser realizados de maneira indireta através de uso de técnicas protetivas. Entretanto, o fato das medidas serem realizadas indiretamente elevam enormemente a complexidade de realização de medidas acuradas: a avaliação

incorreta das limitações da técnica protetiva e a aplicação inapropriada da metodologia de testes pode fornecer resultados completamente enganosos da performance do dispositivo - além dos inúmeros fatores que já podem afetar os resultados de testes (espécie da partícula, energia, ângulo de incidência, energia local depositada, temperatura, etc.).

Devido às implementações recentes de metodologias de testes para estudo de efeitos de radiação em dispositivos eletrônicos, o Laboratório Aberto de Física Nuclear da Universidade de São Paulo (LAFN-USP) foi incluído na lista de laboratórios capazes de realizar testes de radiação pela Organização Européia para a Pesquisa Nuclear (*Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire* - CERN) [5]. O LAFN-USP é detentor do acelerador eletrostático Pelletron 8UD e, com o novo arranjo SAFIIRA (Sistema de Feixes Iônicos para Irradiações e Aplicações), uma plataforma multi-uso de aplicações otimizada para testes de radiação [6], o laboratório tem sido palco de experimentos de mecanismos físicos da interação de partículas carregadas pesadas em dispositivos eletrônicos, mecanismos de coleção de carga em dispositivos semicondutores, experimentos de estimativa de taxas de erro, testes de algoritmos de redundância e correção de falhas, ensaios de dispositivos eletrônicos para uso em sistemas embarcados, e testes em sistemas eletrônicos de aquisição e processamento de sinais de detectores em experimentos de Física Nuclear e Partículas.

Este trabalho sumariza os primeiros esforços de pesquisadores brasileiros para a realização de qualificação de efeitos destrutivos de dispositivos eletrônicos em ambientes extremos de radiação. Foram realizados estudos de efeitos destrutivos de radiação em transistores utilizando feixes de partículas carregadas pesadas disponíveis no acelerador Pelletron 8UD. Apresenta-se uma metodologia de investigação experimental desses efeitos destrutivos com base na técnica protetiva de limitação de corrente. A técnica possibilita a realização de medidas de efeitos inteiramente destrutivos de maneira não-destrutiva através de medição indireta. Por fim, simulações computacionais em nível de circuito complementam o trabalho experimental visando elucidar processos e mecanismos físicos envolvidos na destruição induzida por íons pesados, bem como na eficácia da técnica protetiva.

No Capítulo 2 são apresentados os conceitos básicos e as grandezas fundamentais adotadas nos estudos de efeitos da radiação em dispositivos eletrônicos. A Teoria de Penetração de Partículas Carregadas Pesadas com a Matéria fundamenta os estudos

de efeitos de radiação em dispositivos eletrônicos do ponto de vista da Física Atômica, entretanto não é abordada neste trabalho. Principais resultados da interação de íons pesados com a matéria podem ser conferidos em [6–9]. As subclasses de efeitos destrutivos de radiação em dispositivos eletrônicos são descritas para então ser apresentado o fenômeno destrutivo de interesse do trabalho: os *Single-Event Burnouts* (SEBs). Esse tipo de evento destrutivo é descrito com base nos mecanismos físicos e propriedades de campos elétricos intensos em semicondutores, para então ser introduzido o aparato teórico de descrição do Modelo de Avalanche Induzida por Corrente.

No Capítulo 3 são apresentadas as metodologias adotadas para a realização de medidas elétricas protetivas de efeitos destrutivos de radiação em dispositivos eletrônicos, o equipamento experimental utilizado para o provimento do feixe iônico em condições ideais de teste de radiação (acelerador Pelletron 8UD e SAFIIRA), e a metodologia de teste de irradiação do experimento.

No Capítulo 4 são apresentadas as medidas experimentais de seção de choque de eventos destrutivos e não-destrutivos, bem como resultados de espectroscopia de carga. Através das medidas de seção de choque são inferidas características sobre a natureza dos sinais elétricos observados e obtidas estimativas acerca da região sensível do dispositivo estudado, tal como sua profundidade e máxima área de seção transversal, em relação à área total da pastilha semicondutora, capaz de resultar em efeitos destrutivos. A espectroscopia de carga dos sinais elétricos medidos oferece informações sobre o mecanismo físico envolvido nas falhas observadas. Ao final do capítulo são feitas discussões sobre medidas elétricas e limitações do circuito protetivo desenvolvido com base em simulações computacionais.

Por fim, as conclusões deste trabalho são apresentadas no Capítulo 5.

## Capítulo 2

# Single-Event Effects

*Neste capítulo são apresentadas as definições usuais de seção de choque de Single-Event Effects e de Transferência Linear de Energia, principal métrica adotada em efeitos de radiação, de maneira geral. Ao fim do capítulo é introduzido um modelo teórico de descrição do efeito destrutivo de interesse desse trabalho, o Single-Event Burnout, causado na ocorrência de campos elétricos intensos em dispositivos eletrônicos.*

### 2.1 Conceitos Básicos

A interação da radiação ionizante em dispositivos semicondutores pode acarretar mudança de seus parâmetros normais de funcionamento e um grande esforço da comunidade científica resultou na classificação dos efeitos causados pela radiação em dispositivos eletrônicos com respeito aos diferentes processos físicos envolvidos. Tipicamente, os efeitos causados pela radiação ionizante em dispositivos eletrônicos são classificados em: Dose Ionizante Total (*Total Ionizing Dose* - TID), Dano por Deslocamento (*Displacement Damage* - DD) e Efeito de Evento Independente (*Single-Event Effect* - SEE) [6]. Atualmente, sabe-se que os efeitos dominantes causados pela radiação em sistemas espaciais embarcados se manifestam como SEEs [10].

Os SEEs são efeitos provocados pela incidência de uma única partícula ionizante com energia suficiente para gerar uma grande quantidade de pares elétron-lacuna em um

volume sensível do dispositivo em operação, resultando em falha ou dano inesperado. Os pares elétron-lacuna gerados pelo impacto da partícula incidente, ao serem coletados por algum nó do dispositivo eletrônico, configuram uma corrente elétrica através dos dois mecanismos de transporte fundamentais no movimento de portadores de carga: difusão (*diffusion*) e condução (*drift*). A densidade de corrente  $J$  de um portador de carga, elétron ou lacuna, é composta pela componente de difusão, causada pelo gradiente de concentração de portadores, e pela componente de condução, causada pela ação de campo elétrico. As densidades de corrente são dadas pelas equações

$$\vec{J}_e = q\mu_e n_e \vec{E} + qD_e \vec{\nabla} n_e \quad (2.1)$$

$$\vec{J}_h = q\mu_h n_h \vec{E} - qD_h \vec{\nabla} n_h \quad (2.2)$$

$$\vec{J} = \vec{J}_e + \vec{J}_h \quad (2.3)$$

onde  $q$  é a carga elétrica elementar,  $\mu$  é a mobilidade do portador de carga,  $D$  é o coeficiente de difusão do portador de carga,  $n$  é a concentração de portadores e  $\vec{E}$  é o campo elétrico. Os índices  $e$  e  $h$  denotam elétrons e lacunas (do inglês, *holes*), respectivamente.  $\vec{J}$  é a densidade de corrente total no semicondutor.

A Figura 2.1 ilustra as etapas de coleção de carga devido ao impacto de um íon energético em uma junção semicondutora  $n^+/p$  reversamente polarizada, resultando em uma corrente elétrica transiente. Uma característica da perturbação gerada pela partícula incidente é a distorção do potencial elétrico da região de depleção<sup>1</sup> ao redor do traço iônico (Figura 2.1a), aumentando a eficiência de coleção de carga por condução. Devido ao formato dessa distorção de potencial, esse efeito é chamado de efeito funil (*funneling*).

A coleção de corrente elétrica induzida por partícula pode causar transientes na operação de dispositivos analógicos (*Single-Event Transient* – SET), mudanças de estados lógicos em dispositivos digitais (*Single-Event Upset* – SEU), ou até mesmo danos permanentes no dispositivo, ocasionando sua completa destruição. Assim, eventos da classe SEE são classificados em efeitos de tipo destrutivos (*hard errors*) ou não-destrutivos (*soft errors*) no dispositivo.

---

<sup>1</sup>Também referida como *região de carga espacial*.

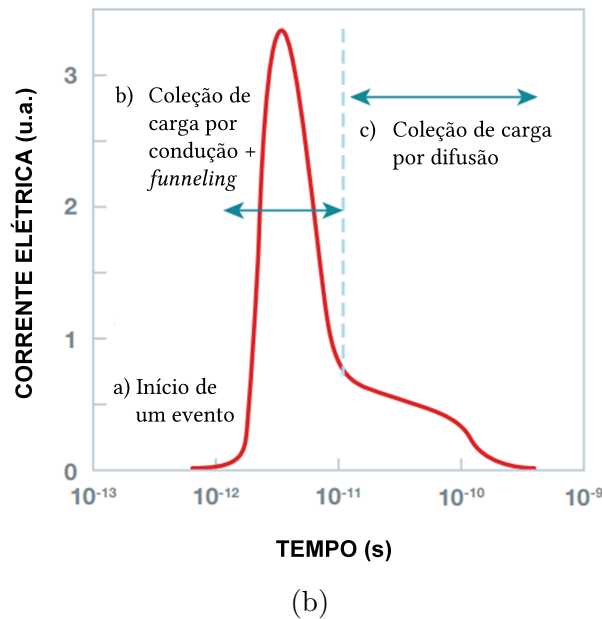
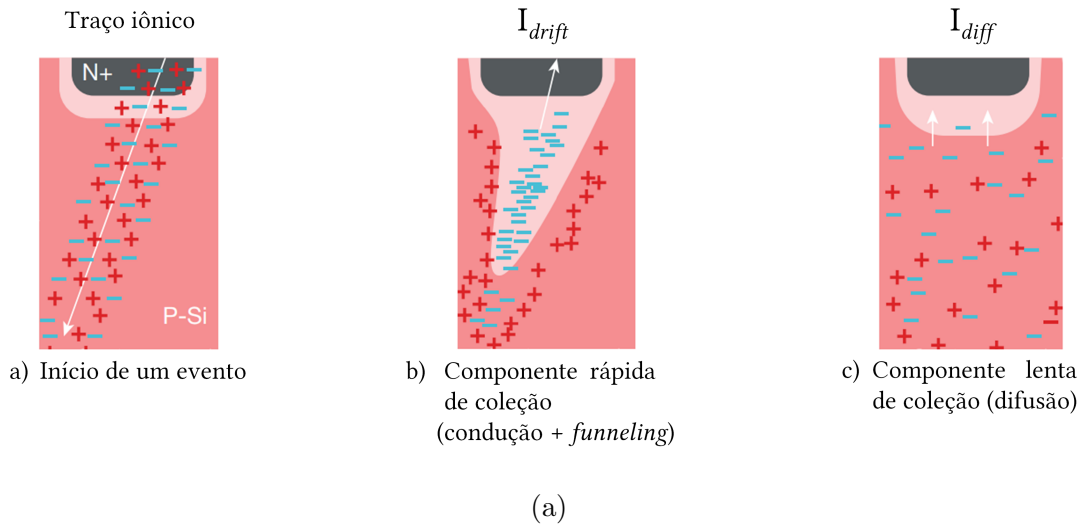


FIGURA 2.1: 2.1a) Ilustração das componentes de coleção de carga em junção semicondutora reversamente polarizada devido à incidência de um íon energético. 2.1b) Corrente elétrica transiente resultante da coleção de cargas geradas pelo traço iônico. Adaptadas de [11].

### 2.1.1 Seção de Choque de Single-Event Effects

Convencionalmente, a probabilidade de ocorrência de SEEs em dispositivos eletrônicos pela incidência de radiação é expressa em termos de uma grandeza física chamada seção de choque, conceito adaptado originalmente da Física Nuclear. Em Física Nuclear e de Partículas, na colisão entre uma partícula incidente e um alvo espalhador, a seção de choque total  $\sigma$  em uma reação é definida como a grandeza de proporcionalidade entre a probabilidade de espalhamento  $P$  da partícula incidente e a razão entre o número de

partículas espalhadoras do alvo vista pela partícula do feixe incidente e a área coberta por ela:

$$P = \sigma \frac{nAT}{A} = \sigma nT \quad (2.4)$$

onde  $n$  é a densidade volumétrica de partículas espalhadoras do alvo,  $T$  é a espessura do alvo e  $A$  é a área coberta pela partícula incidente do feixe [12]. Dessa forma, a seção de choque total  $\sigma$  possui unidade de área, sendo  $P$  adimensional. Entretanto, a seção de choque total  $\sigma$  pode não ser a grandeza física medida diretamente. Em experimentos de Física Nuclear, tipicamente, a grandeza física medida é a seção de choque diferencial, definida de maneira inteiramente análoga à seção de choque total, porém relaciona-se com a probabilidade  $P(\theta, \phi)$  de que a partícula incidente seja espalhada em um detector localizado nos ângulos  $(\theta, \phi)$  com relação ao eixo de incidência, subtendendo um ângulo sólido  $\Delta\Omega$ :

$$P(\theta, \phi) = \frac{d\sigma}{d\Omega} nT \quad (2.5)$$

Assim, a seção de choque total  $\sigma$  é obtida através da integração de todo o ângulo sólido

$$\sigma = \int_0^{4\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (2.6)$$

Em comparação à seção de choque de SEEs,  $\sigma_{\text{SEE}}$ , o conceito de  $\sigma$  utilizado em Física Nuclear pode ser ainda mais geral. Por exemplo,  $\sigma$  pode ser utilizada apenas como uma parametrização de uma probabilidade, com pouca, ou até mesmo nenhuma, interpretação geométrica real [13]. Entretanto, em analogia à seção de choque de espalhamento,  $\sigma_{\text{SEE}}$  são frequentemente interpretadas através de áreas projetadas de volumes físicos reais, podendo apresentar dependência com o ângulo de incidência. Experimentalmente, a seção de choque de efeitos de radiação em dispositivos eletrônicos do tipo SEE,  $\sigma_{\text{SEE}}$ , é definida como uma frequência relativa entre o número de eventos do tipo SEE observados e a fluência de feixe acumulada num intervalo de tempo de observação:

$$\sigma_{\text{SEE}} \equiv \frac{N_{\text{eventos}}}{\Phi} \quad (2.7)$$

em que  $N_{\text{eventos}}$  é o número de eventos do tipo SEEs detectados e  $\Phi$  é a fluência de feixe em unidades de partículas.cm<sup>-2</sup>, resultando em uma seção de choque com unidade de área, como usual.

### 2.1.2 Transferência Linear de Energia

Até o momento não existe nenhuma interpretação física que suporte a validade da influência da transferência local de energia nas mudanças induzidas por radiação em um caráter absolutamente geral, porém é verificado experimentalmente que diversos fenômenos induzidos por radiação dependem da distribuição espacial da transferência de energia de partículas ionizantes ao longo de sua trajetória e de seu traço no meio irradiado [14]. Na área de estudo de efeitos da radiação em dispositivos eletrônicos, a energia transferida pela partícula incidente é a principal métrica da qual a ocorrência de SEEs depende. Devido ao caráter estocástico da interação da radiação com a matéria e da difícil, senão impossível, tarefa de quantificar completamente os processos de transferência de energia envolvidos, a definição do conceito de transferência linear de energia sofre diversas simplificações a depender do rigor requerido pela área de aplicação.

Um relatório técnico recente da Comissão Internacional de Unidades e Medidas de Radiação (*International Commission on Radiation Units and Measurements - ICRU*) define a transferência linear de energia (*Linear Energy Transfer - LET*) restrita<sup>2</sup>,  $L_{\Delta}$ , de partículas carregadas de certo tipo e energia, como a energia média  $dE_{\Delta}$  perdida pela partícula devido a interações eletrônicas ao percorrer uma distância  $dx$ , subtraída da média das energias cinéticas superiores a  $\Delta$  de todos os elétrons liberados no processo de interação da partícula carregada com o meio material [15]. Ou seja:

$$L_{\Delta} = \frac{dE_{\Delta}}{dx} \quad (2.8)$$

A grandeza  $\Delta$  é também referida como energia de corte. Se nenhuma energia de corte é imposta, então a LET irrestrita,  $L_{\infty}$ , ou simplesmente LET, é igual ao poder de freamento eletrônico:

$$\text{LET} = L_{\infty} = \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{eletrônico}} \quad (2.9)$$

Enfatiza-se que, na LET irrestrita, a energia de corte está limitada à máxima transferência de energia possível devido às restrições de conservação de energia e momento. Isto é,  $\Delta \leq Q_{\max}$ , onde

$$Q_{\max} = \left[ \frac{1 + (2M_0c^2/E)}{1 + (M_0 + m_0)^2c^2/2m_0E} \right] E \quad (2.10)$$

---

<sup>2</sup>Também referida como *poder de freamento eletrônico linear restrito*.

sendo  $M_0$  e  $E$ , respectivamente, a massa de repouso e energia cinética da partícula carregada incidente,  $m_0$  é a massa de repouso do elétron de recuo, e  $c$  é velocidade da luz no vácuo. Apesar da grandeza LET possuir unidades de  $\text{J}\cdot\text{m}^{-1}$  no sistema internacional, ela é convencionalmente expressa em termos de  $\text{MeV}\cdot\text{cm}^2\cdot\text{mg}^{-1}$ , unidades do poder de freamento mássico.

Neste trabalho, cujo foco são SEEs íon-induzidos, a LET é sempre considerada na condição irrestrita. Sendo essa grandeza numericamente igual ao poder de freamento eletrônico de íons no meio, os cálculos necessários de poder de freamento foram integralmente realizados através do *software* SRIM/TRIM [16].

### 2.1.3 Distribuição de Falhas

Uma importante hipótese adotada em testes de SEEs com íons pesados é de que a LET efetiva da partícula incidente na região sensível do dispositivo sob teste (*device under test* - DUT) é a principal métrica associada à ocorrência desses efeitos, *i.e.*, da qual  $\sigma_{\text{SEE}}$  depende.

Frequentemente os dados obtidos em uma caracterização de dispositivos eletrônicos,  $\sigma_{\text{SEE}}$  em função da LET, se comportam segundo uma distribuição de falha bastante geral da Teoria de Riscos e Confiabilidade de Sistemas, que é a distribuição cumulativa de Weibull [17]:

$$\sigma_{\text{SEE}} = \sigma_{\text{sat}} \left[ 1 - e^{-\left(\frac{\text{LET} - \text{LET}_{\text{th}}}{W}\right)^S} \right] \quad (2.11)$$

onde  $\sigma_{\text{sat}}$  é a seção de choque de saturação,  $\text{LET}_{\text{th}}$  é a LET de limiar,  $W$  é um parâmetro de escala e  $S$  é um parâmetro de forma. Como casos especiais da distribuição de Weibull, para  $S = 1$ , sua função densidade de probabilidade de falhas é uma distribuição exponencial, e, para  $S = 2$ , sua função densidade de probabilidade de falhas é uma distribuição Rayleigh. Conforme o parâmetro de forma  $S$  aumenta, a distribuição de Weibull tende a uma função densidade de probabilidade de falhas gaussiana. De fato, para  $S \geq 4$  a distribuição normal e a distribuição Weibull são praticamente indistinguíveis [17].

Como resultado de uma caracterização, cientistas de testes almejam obter  $\sigma_{\text{sat}}$  e  $\text{LET}_{\text{th}}$ , dois importantes parâmetros para a avaliação de risco e confiabilidade de um dispositivo eletrônico exposto em ambiente de radiação. A  $\sigma_{\text{sat}}$  está associada com a probabilidade máxima de ocorrência de SEEs, independente de quão alto seja a LET

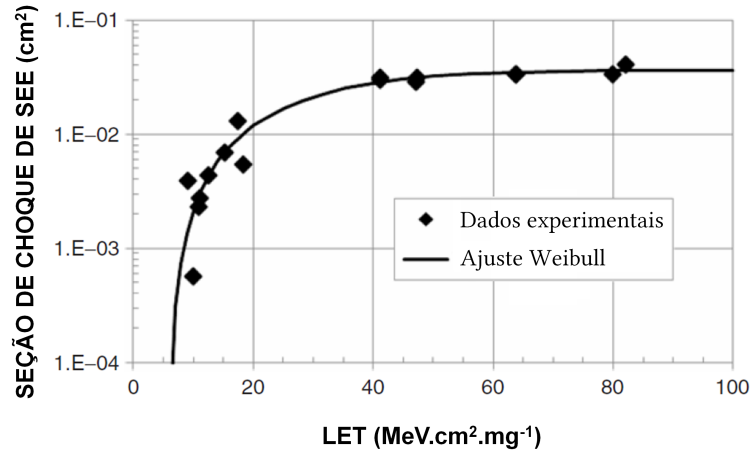


FIGURA 2.2: Exemplo de dados obtidos através de medidas experimentais com aceleradores de partículas para SEE (losangos). O ajuste da distribuição cumulativa de Weibull (linha cheia) aos dados permite a determinação da seção de choque de saturação ( $\sigma_{\text{sat}}$ ) e da LET de limiar ( $\text{LET}_{\text{th}}$ ). Adaptada de [10].

da partícula que incide sobre o dispositivo em operação, enquanto que  $\text{LET}_{\text{th}}$  é a LET mínima capaz de induzir ocorrência de SEEs sobre ele. Em analogia à seção de choque total de espalhamento (Equação 2.4),  $\sigma_{\text{sat}}$  é interpretada como uma área efetiva de interação que contribui para a ocorrência de um SEE. Uma curva típica de caracterização para SEE não-destrutivos pode ser vista na Figura 2.2.

## 2.2 Efeitos Destrutivos

Em meados dos anos 80, um consórcio de pesquisadores conduziu estudos sobre uma gama de efeitos do tipo SEE até então inexplorados: os efeitos destrutivos (*hard errors*) [18–22]. Em relação aos efeitos não-destrutivos (*soft errors*), esses efeitos têm sido pouco estudados apesar de serem particularmente desastrosos do ponto de vista de uma missão espacial, causando falhas irreparáveis no sistema embarcado e podendo resultar no fracasso completo de uma missão. Nos SEE destrutivos, uma única partícula energética que incide sobre o dispositivo é capaz de destruí-lo completamente e diferentes mecanismos físicos podem engatilhar o processo de destruição total. Existem diferentes subclasses de SEEs que podem causar a completa destruição de um dispositivo eletrônico e a suscetibilidade de determinados componentes a esses efeitos dependem principalmente do tipo de tecnologia de fabricação do componente. As principais subclasses de SEE destrutivos são [23]:

- *Single-Event Latchup* - SEL: observado em tecnologias CMOS<sup>3</sup> e em algumas tecnologias SOI<sup>4</sup>, o SEL é a condição onde a incidência de uma única partícula resulta num caminho de baixa resistência entre fonte de alimentação e o terra (*ground*), que se mantém até que a alimentação seja removida ou o dispositivo seja destruído. Enquanto há alimentação, a corrente elétrica é amplificada devido à ativação do transistor vertical *npn*, ou transistor lateral *pnp*, e se mantém até que haja eventual vaporização de traços metálicos, fios de interconexão, e até mesmo do próprio silício;
- *Single-Event Burnout* - SEB: observado em transistores bipolares de potência, IGFETs<sup>5</sup>, nMOSFETs<sup>6</sup> de potência e em diodos de alta voltagem, a incidência de uma única partícula incidente resulta em um altíssimo fluxo de corrente entre dreno (*drain*) e fonte (*source*) responsável pela destruição do dispositivo. Devido aos intensos campos elétricos no interior do dispositivo, os pares elétron-lacuna gerados inicialmente pela partícula ionizante resultam em um significativo aumento na corrente elétrica através de ionizações por impacto, até que a densidade de corrente seja suficiente para ativar espontaneamente o dispositivo, em um primeiro colapso. Com a ativação do dispositivo, a corrente elétrica aumenta regenerativamente através de processo avalanche até que a densidade de corrente envolvida engatilhe um colapso elétrico e cause a falha catastrófica. Refere-se a colapso elétrico como a incapacidade do dispositivo de sustentar um valor máximo de tensão com aumento incontrolável de corrente. Falhas catastróficas resultam em temperaturas elevadas, a ponto de fusão de silício (1414 °C), criando um curto-circuito permanente entre fonte e dreno;
- *Single-Event Gate Rupture* - SEGR: observado em memórias não-voláteis, MOSFETs de potência, circuitos integrados lineares e digitais baseados em MOS. Num SEGR o íon incidente pode gerar um canal de condução permanente entre o dreno e a porta (*gate*) do dispositivo através da quebra de rigidez do óxido do capacitor MOS. Sabe-se que o SEGR pode ser dividido em três componentes distintas: resposta capacitiva, resposta de camada epitaxial e resposta de substrato [24].

---

<sup>3</sup> *Complementary Metal-Oxide-Semiconductor* é a tecnologia de fabricação que utiliza transistores MOSFET tipo *n* e tipo *p* complementarmente para a realização de suas funções lógicas

<sup>4</sup> *Silicon On Insulator* é a tecnologia de fabricação baseada em camadas de silício-isolante-silício

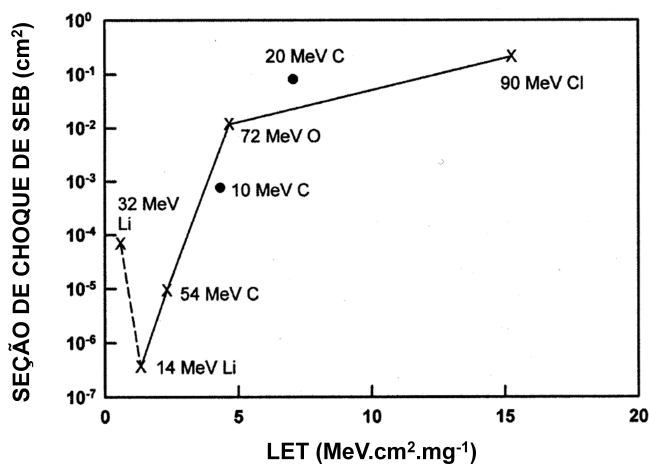
<sup>5</sup> *Insulated-Gate Field Effect Transistor* se refere à tecnologia de transistor de efeito de campo (*field-effect transistor* - FET) em que a porta (*gate*) é isolada

<sup>6</sup> *Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect Transistor* é uma tecnologia IGFET em que a porta é isolada necessariamente por um óxido

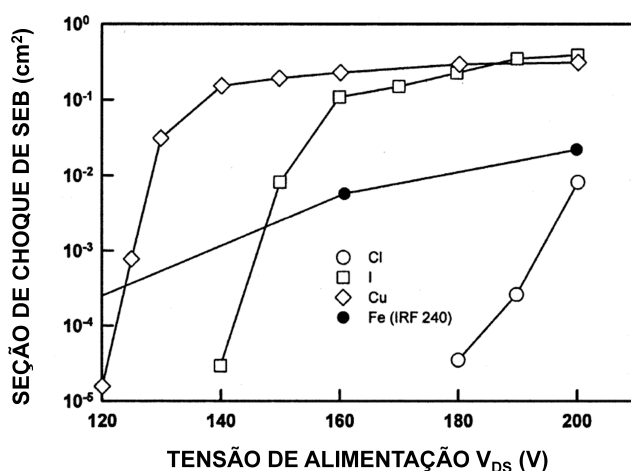
Caracterizações de SEE em dispositivos eletrônicos são difíceis de serem realizadas e possuem custo bastante elevado devido às instalações altamente tecnológicas requeridas para essa finalidade, como, por exemplo, aceleradores de partículas. Além do alto custo requerido, por diversos anos as caracterizações de SEE destrutivos foram pouco realizadas pois os dispositivos sob teste destruídos tinham de ser substituídos a cada ocorrência de evento para que uma nova tomada de dados fosse iniciada, prolongando enormemente o tempo requerido para uma única qualificação.

Nas últimas décadas, arranjos experimentais baseados em técnicas de limitação de corrente se mostraram capazes de permitir medidas protetivas de SEB. Isto é, a limitação da corrente resulta em um sinal elétrico seguramente medido, de maneira análoga aos SEE não-destrutivos, e a destruição completa do DUT é evitada [25, 26]. O uso de circuitos elétricos baseados em limitação de corrente possibilitou a realização de medidas protetivas de SEB, fazendo com que a caracterização de dispositivos sujeitos a efeitos destrutivos se tornasse mais rápida e eficiente do que anteriormente, consequentemente reduzindo o custo total de uma caracterização.

Diferentemente de caracterizações de SEEs não-destrutivos (vide Figura 2.2), a LET na superfície do dispositivo não é necessariamente a principal métrica que define a seção de choque em efeitos destrutivos. Medidas de seção de choque de efeitos destrutivos de SEBs, por exemplo, não se comportam suavemente como uma distribuição cumulativa de Weibull em função da LET. Pelo contrário, essas seções de choque geralmente apresentam descontinuidades a baixos valores de LET, impossibilitando uma estimativa direta da LET de limiar ( $LET_{th}$ ) que desencadeie a ocorrência desses eventos. Por essa razão, medidas de seção de choque de SEB geralmente são realizadas em função da tensão de alimentação fonte-dreno ( $V_{DS}$ ) do dispositivo para diferentes espécies monoenergéticas de partículas disponíveis na instalação de teste, cuja dependência aparentemente comporta-se como uma distribuição de Weibull. Esses resultados típicos de caracterizações de SEB, em função da LET e de  $V_{DS}$ , podem ser vistos na Figura 2.3. Consequentemente, para cada série de dados obtidos em teste pode-se, portanto, associar a tensão de limiar de desencadeamento desses eventos ( $V_{DS_{th}}$ ) com a LET respectiva utilizada nos testes. É uma verificação empírica que a dependência da tensão de limiar com a LET apresenta um comportamento assintótico. Esse comportamento é verificado experimentalmente tanto com irradiação de íons pesados [27], como em testes com *lasers* utilizados para simular o traço iônico de partículas carregadas pesadas [28] (vide Figura 2.4).



(a)



(b)

FIGURA 2.3: 2.3a) Seção de choque de SEB em função da LET. Os dados não se comportam seguindo uma distribuição cumulativa de Weibull. 2.3b) Seção de choque de SEB em função da tensão de alimentação  $V_{DS}$  para um transistor de potência. Adaptadas de [25].

Em medidas de seção de choque de SEGR, o procedimento é análogo, mas as medidas são feitas em função da tensão de porta-fonte ( $V_{GS}$ ). Entretanto, até os dias atuais, não existem métodos experimentais protetivos para medidas não-destrutivas de seção de choque de SEGR, mas apenas técnicas preventivas.

Apesar dos esforços, até os dias de hoje não há um consenso da comunidade científica com relação às condições ideais de teste para avaliação de SEBs [3, 27]. Os efeitos das espécies de partículas escolhidas, energia do feixe e temperatura são tópicos que definitivamente necessitam de estudos para o melhor entendimento dos mecanismos de indução de SEB e SEGR [24]. Porém, hoje é bem estabelecido que submeter o DUT a condições experimentais que maximizem a seção de choque de eventos causados por

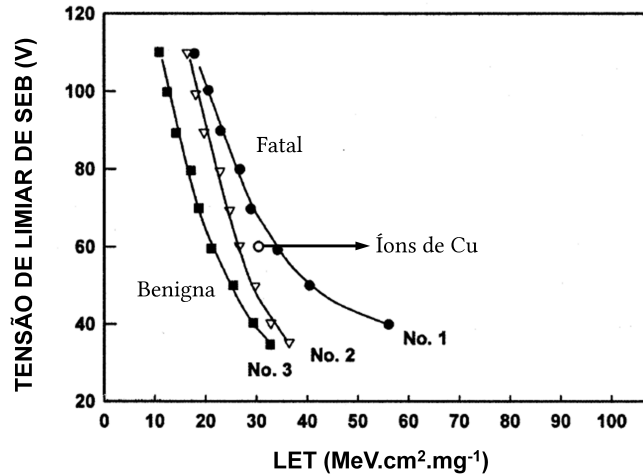


FIGURA 2.4: Comportamento assintótico da tensão mínima de falha de SEB em função da LET. Os testes foram realizados em transistores de potência utilizando *lasers* para simular a exposição a íons pesados. Três diferentes amostras de mesmo modelo de transistor foram utilizadas nos experimentos com *lasers* e os resultados são comparados com uma medida com íons de Cu. Adaptada de [28].

radiação são as condições de ensaio preferíveis (também chamadas de *worst-case*), e é sugerido que íons de baixa energia e curto alcance sejam mais adequados para essas caracterizações [27].

Com relação às espécies do feixe de partículas, é sabido que SEB pode ser engatilhado não apenas por íons pesados, mas também por nêutrons [29–32] e, inclusive, por eventuais reações nucleares [33]. Estudos de efeitos de diferentes espécies iônicas têm apresentado a existência de correlação entre tensões de falha de SEB e o número atômico do feixe que, aparentemente, é ainda maior do que a correlação com a carga ionizada na camada epitaxial dos transistores [27]. Íons com números atômicos maiores apresentam-se como *worst-cases*.

Com relação à energia do feixe, feixes iônicos têm apresentado influência apenas a baixas energias<sup>7</sup>, enquanto que testes com feixes de nêutrons têm sido realizados apenas com fontes brancas<sup>8</sup>.

Com relação à temperatura, a grande maioria dos estudos foi realizada a temperaturas elevadas, acima da temperatura ambiente [34–40], revelando que aumenta-se a tolerância a SEB conforme o aumento da temperatura. Portanto, temperaturas mais

<sup>7</sup>No contexto da Física Nuclear e de Partículas

<sup>8</sup>Nesse contexto, o termo refere-se a fontes polienergéticas. A nomenclatura deriva do fato de que a luz branca é aproximadamente composta pelas frequências visíveis de maneira equitativa.

baixas apresentam-se como cenários de *worst-case* para efeitos de temperatura e, apesar disso, medidas experimentais realizadas em temperaturas abaixo de 0 °C ainda são muito raras.

### 2.2.1 Single-Event Burnout

Um *Single-Event Burnout* (SEB) é um efeito destrutivo induzido pela incidência de partículas ionizantes em dispositivos semicondutores que resulta da sucessão de três processos: colapso avalanche, ativação da estrutura bipolar parasita e, por fim, o colapso elétrico que resulta no *burnout*. A seguir é feita uma descrição da modelagem desses processos com base na Física de Semicondutores.

#### 2.2.1.1 Colapso Avalanche

A capacidade de um material semicondutor suportar altas tensões sem que haja um fluxo significativo de corrente elétrica é limitada inteiramente pelo fenômeno de colapso avalanche (*avalanche breakdown*). A campos elétricos pouco intensos, a velocidade de condução (*drift velocity*)  $v_d$  de um portador de carga é proporcional ao campo elétrico  $E$  aplicado, e a constante de proporcionalidade é definida com a mobilidade do portador, constituindo um fenômeno de transporte linear. Entretanto, para campos elétricos intensos, o fenômeno de condução torna-se altamente não-linear. Conforme o ganho de energia, o espalhamento dos portadores de carga com fônons<sup>9</sup> resulta na emissão de ainda mais fônons ópticos [41]. O ganho de energia dos portadores induzido pelo campo resulta em um aumento de energia média, refletindo em uma temperatura efetiva  $T_{\text{eff}}$  maior que a temperatura da rede  $T$ . A campos elétricos suficientemente intensos,  $v_d$  atinge a velocidade de saturação em silício  $v_{\text{sat}} \sim 1 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$  (vide Figura 2.5). A velocidade de saturação depende de efeitos térmicos, de modo que diminui conforme o aumento de temperatura [42].

Quando o campo elétrico aumenta a partir de certo valor, então inicia-se a manifestação do fenômeno de ionização por impacto. Esse fenômeno é caracterizado por

---

<sup>9</sup>Fônons são *quanta* associados aos modos de vibração de uma rede cristalina. Fônons são ditos acústicos se os constituintes da rede unitária se movimentam ao longo da mesma direção durante a vibração, e são ditos ópticos se os constituintes da rede unitária se movimentam em direções opostas durante a vibração.

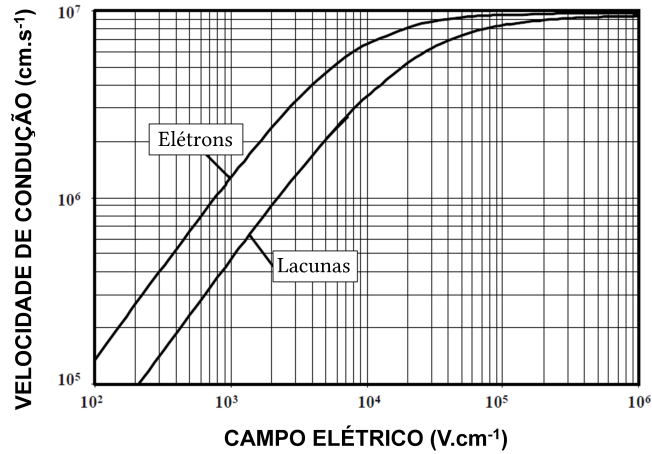


FIGURA 2.5: Velocidade de elétrons e lacunas em silício. Adaptada de [42].

portadores que possuem energia suficiente para interagir com átomos da rede e produzir a promoção de elétrons de valência para a banda de condução, criando novos pares elétron-lacuna. Os portadores gerados pela ionização por impacto, por sua vez, podem causar a ionização de novos portadores através desse processo multiplicativo. A taxa de geração de pares elétron-lacuna por ionização por impacto  $G$  é dada por

$$G = \sum_j \alpha_j n_j v_j \quad (2.12)$$

em que  $v$  é a velocidade e  $n$  é a concentração do portador, sendo que o índice  $j = e, h$  denota elétrons e lacunas, respectivamente [41]. A grandeza  $\alpha$  é o coeficiente de ionização do portador, definida como o número de pares elétron-lacuna criados pelo portador inicial por unidade de distância percorrida, e é altamente dependente do campo elétrico. Em analogia às medidas de coeficientes de ionização em gases, devido às evidências experimentais e teóricas, frequentemente adota-se a aproximação de que os coeficientes de ionização assumem a forma

$$\alpha_j(E) = a_j e^{-b_j/E} \quad (2.13)$$

em que  $a$  e  $b$  são coeficientes obtidos através de ajuste experimental em silício para portador do tipo  $j$  e  $E$  é o campo elétrico [43]. Essa dependência exponencial do coeficiente de ionização em semicondutores com o campo elétrico é conhecida como Lei de Chynoweth. Alternativamente, os coeficientes de ionização dos portadores podem ser

combinados em termos de um único coeficiente efetivo

$$\alpha_{\text{eff}}(E) = 1.8 \times 10^{-35} E^7 \text{ cm}^{-1} \quad (2.14)$$

cujas evidências dessa lei de potência são puramente empíricas e são conhecidas como Aproximação de Fulop [44].

A avalanche de portadores em semicondutores é fenomenologicamente análoga à avalanche de Townsend observada em gases e esse processo é quantificado pelo fator de multiplicação avalanche  $M$ . Em uma junção  $n^+/p$  reversamente polarizada, um par elétron-lacuna criado na posição  $0 \leq x \leq w$ , em que  $w$  é o comprimento da região de depleção, terá seu elétron coletado em direção à região  $n^+$  e sua lacuna em direção à região  $p$ . Sujeitos a campos elétricos intensos, o elétron criará, em média,  $\alpha_e dx$  pares elétron-lacuna, enquanto a lacuna criará  $\alpha_h dx$  pares, simultaneamente, através de ionização por impacto ao percorrerem uma distância  $dx$  enquanto atravessam a região de depleção. O número total médio de pares elétron-lacuna criados na região de depleção devido ao par elétron-lacuna inicial gerado na posição  $x$  da região de depleção é

$$M(x) = 1 + \int_0^x \alpha_e M(x') dx' + \int_x^w \alpha_h M(x') dx' \quad (2.15)$$

cujas soluções em termos dos coeficientes de ionização e do comprimento da região de depleção são dadas por [45]

$$M(x) = \frac{\exp \left[ - \int_x^w (\alpha_e - \alpha_h) dx' \right]}{1 - \int_0^w \alpha_e \exp \left[ - \int_{x'}^w (\alpha_e - \alpha_h) dx'' \right] dx'} \quad (2.16)$$

A tensão de colapso avalanche (*breakdown voltage*) de um semicondutor,  $BV$ , é definida como a tensão em que  $M \rightarrow \infty$ , *i.e.*,

$$\int_0^w \alpha_e \exp \left[ - \int_x^w (\alpha_e - \alpha_h) dx' \right] dx = 1 \quad (2.17)$$

A Equação 2.17 caracteriza a condição de colapso avalanche e também é conhecida como integral de ionização. É importante notar que a condição de colapso independe

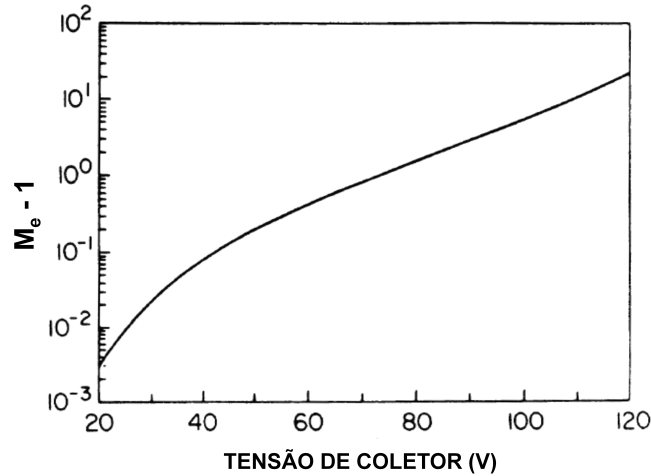


FIGURA 2.6: Fator de multiplicação avalanche de elétrons  $M_e$  menos a unidade em função da tensão de coletor em estrutura *npn*. Adaptada de [46].

do tipo de portador que inicia o processo de avalanche<sup>10</sup>. A Figura 2.6 apresenta uma aproximação analítica para o fator de multiplicação avalanche de elétrons  $M_e$  em função da tensão de operação (tensão de coletor) de uma estrutura *npn* na aproximação de junção abrupta e assumindo a forma dada pela Equação 2.13 para o coeficiente de ionização dos portadores.

Sendo um fenômeno multiplicativo, a multiplicação avalanche ocasiona um efeito cascata de portadores de carga, resultando em um enorme fluxo de corrente elétrica no dispositivo semiconductor. O colapso avalanche é o mecanismo mais importante de colapso de uma junção semicondutora e estabelece um limite operacional na tensão reversa máxima que um dispositivo semiconductor suporta [42], uma vez que torna-se incapaz de sustentar a aplicação de alta tensão devido ao rápido aumento de corrente elétrica.

### 2.2.1.2 Ativação de Transistor Bipolar Parasita

Verifica-se experimentalmente que dispositivos eletrônicos irradiados com íons pesados podem apresentar a condição de colapso avalanche mesmo quando operando a tensões

<sup>10</sup>Em outras palavras, a integral de ionização dada pela Equação 2.17, representando o colapso avalanche iniciado por elétrons, é matematicamente equivalente à integral de ionização em que o processo avalanche é iniciado por lacunas:

$$\int_0^w \alpha_h \exp \left[ \int_0^x (\alpha_e - \alpha_h) dx' \right] dx = 1 \quad (2.18)$$

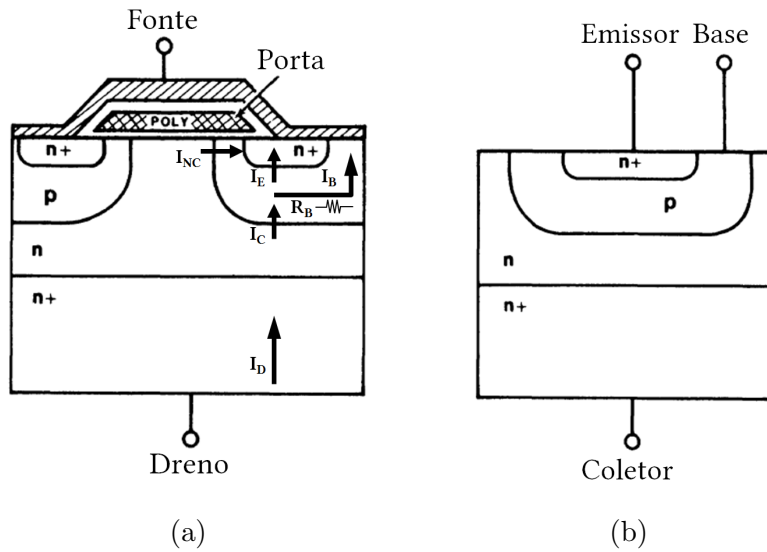


FIGURA 2.7: Diagrama esquemático de estrutura MOSFET (Figura 2.7a) e de estrutura transistor *npn* (Figura 2.7b), em corte. A corrente  $I_{NC}$  representa a corrente normal de canal. Adaptadas de [47].

abaixo da tensão de *breakdown*. Credita-se esse efeito ao mecanismo avalanche devido ao fato que os níveis de corrente observados resultam em maior quantidade de carga e sustentam-se por um maior intervalo de tempo que o estímulo de ionização inicial.

O impacto de uma partícula ionizante em um transistor pode induzir a sua ativação. A ativação de um transistor MOSFET, por exemplo, pode se dar através da ativação da estrutura transistor bipolar parasita (*Bipolar Junction Transistor* - BJT), inerente a essa tecnologia (vide Figura 2.7). Se um denso plasma de elétrons e lacunas é produzido com a penetração de uma partícula ionizante no dispositivo, a corrente de lacunas íon-induzida  $I_B$ , ao fluir pela base, produz uma queda de tensão  $V_{BE} = R_B I_B$  na junção base-emissor. A junção base-emissor pode ser diretamente polarizada se a corrente de lacunas for tal que resulte em  $V_{BE} \sim 0.6$  V. Principalmente em dispositivos de canal curto e sob alta tensão de dreno, a condição de polarização direta pode dar início à injeção de elétrons (injeção direta), caracterizando a ativação do BJT parasita. Uma ilustração do fenômeno de ativação de um BJT parasita pode ser visto na Figura 2.8.

Sob condições normais de operação, a corrente de coletor  $I_C$  e de emissor  $I_E$  de um transistor bipolar relacionam-se por

$$I_C = \gamma_{IE} \alpha_{TB} I_E \quad (2.19)$$

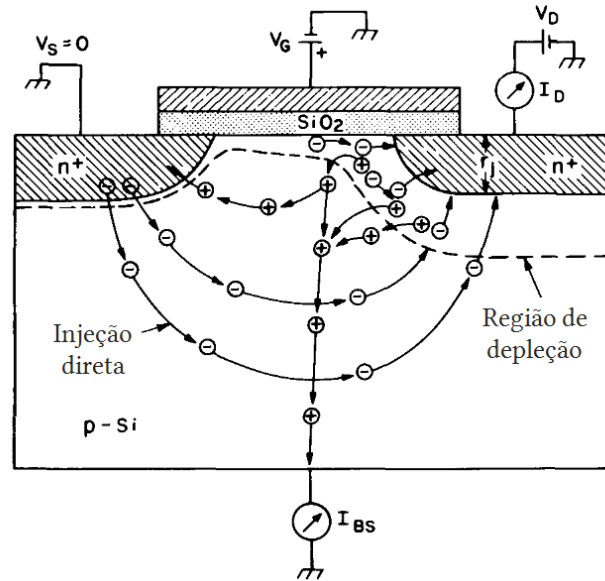


FIGURA 2.8: Ativação de transistor bipolar parasita na representação planar. Adaptada de [41].

onde  $\gamma_{IE}$  é a eficiência de injeção de emissor,  $\alpha_{TB}$  é o fator de transporte de base [48]. Entretanto, a relação entre corrente de coletor e emissor de um transistor bipolar parasita sob multiplicação avalanche é dada por

$$I_C = \gamma_{IE} \alpha_{TB} M I_E \quad (2.20)$$

em que  $M$  é o coeficiente de multiplicação avalanche. Assim, o ganho de corrente de coletor causado por um estímulo inicial  $I_{C0}$  sem avalanche é simplesmente

$$\Delta I_C = \gamma_{IE} \alpha_{TB} M I_E - \gamma_{IE} \alpha_{TB} I_E = (M - 1) I_{C0} \quad (2.21)$$

A breve ativação íon-induzida de uma estrutura *npn* BJT caracteriza a ocorrência de um *Single-Event Transient* (SET), um efeito não-destrutivo. Entretanto, se o fenômeno de multiplicação avalanche é suficientemente pronunciado, a ativação do BJT parasita leva à injeção de ainda mais elétrons na região epitaxial. Os elétrons injetados podem gerar ainda mais lacunas através de efeito avalanche, sustentando a polarização direta da junção base-emissor e permitindo a permanência do dispositivo em estado ativado. Se a ativação do BJT parasita é capaz de auto-sustentar-se por tempo suficiente, permanece o aumento regenerativo da corrente elétrica até que seja capaz de engatilhar um último

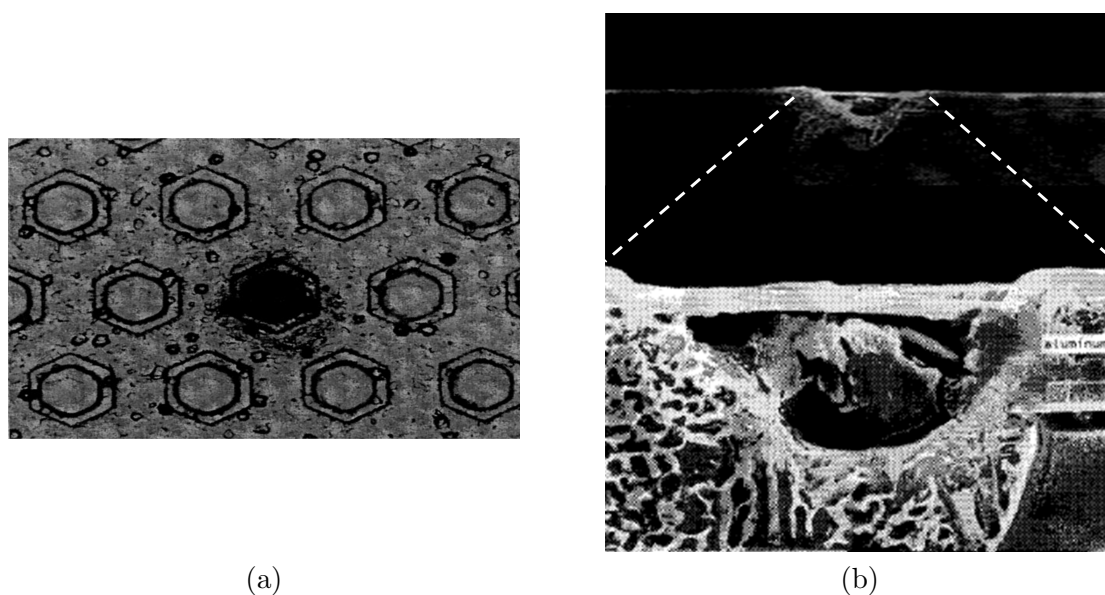


FIGURA 2.9: 2.9a) Visão superior de dano causado por SEB em um MOSFET de potência de tecnologia HEXFET. 2.9b) Visão lateral de dano causado por SEB com aumento de  $1000\times$  (superior) e  $5000\times$  (inferior). Adaptadas de [49].

colapso elétrico: um *burnout*. As densidades de corrente elétrica envolvidas nesse processo são tão intensas que a dissipação de potência é capaz de resultar em temperaturas a ponto de fusão de silício, causando a destruição do dispositivo (vide Figura 2.9).

### 2.2.1.3 Modelo de Avalanche Induzida por Corrente

Em 1985, Wrobel *et al.* propuseram a interpretação de SEBs através do modelo de colapso avalanche induzido por corrente (*Current Induced Avalanche - CIA*) em estruturas semicondutoras operando abaixo da tensão de *breakdown* [47]. No modelo unidimensional de junção abrupta de uma estrutura *npn*, a região de depleção da junção  $p^+/n^-$  se estende parcialmente pela região fracamente dopada  $n^-$  (camada epitaxial) e, conforme a estrutura é polarizada reversamente, a região de depleção suporta a tensão aplicada através da manifestação de um intenso campo elétrico em seu interior. Supondo a injeção de corrente íon-induzida nessa estrutura *npn* reversamente polarizada operando no regime de alta tensão, sendo o campo elétrico na região de depleção suficiente para acelerá-los até a velocidade de saturação  $v_{\text{sat}}$ <sup>11</sup>, constitui-se uma densidade de corrente injetada dada por  $J = qv_{\text{sat}}n$ . A injeção de corrente nessa estrutura pode produzir uma

<sup>11</sup>A velocidade de condução  $v_d = v_{\text{sat}}$  é uma boa aproximação para  $V_{\text{CB}}/w_{\text{epi}} > 10^5 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}$  [50].

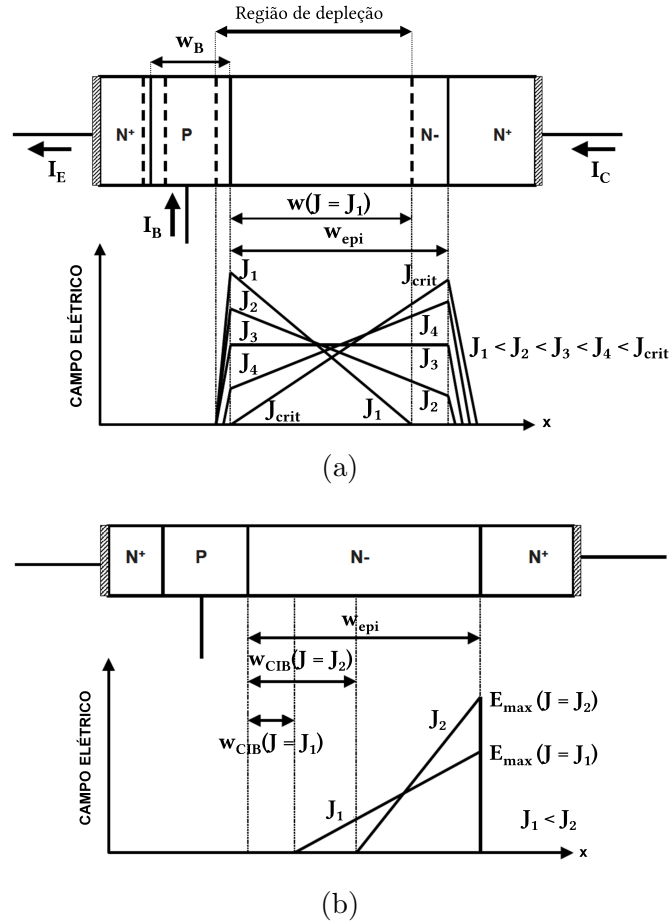


FIGURA 2.10: Perfil de campo elétrico na estrutura transistora *npn* unidimensional em função da densidade de corrente injetada. 2.10a) Campo elétrico na região de depleção para densidades de corrente  $J \leq J_{\text{crit}}$ . 2.10b) Campo elétrico na região de depleção no regime super-crítico  $J > J_{\text{crit}}$ , com largura de base induzida por corrente  $w_{\text{CIB}}$ . Adaptadas de [42].

queda de tensão da região de base suficiente para ativar o transistor e permitir um aumento correspondente na densidade de elétrons injetados na região de coletor. Conforme a densidade de corrente de coletor injetada aumenta, a concentração de elétrons injetados vai se tornando comparável em magnitude à concentração de impurezas ionizadas  $n_{\text{epi}}$  da região epitaxial, resultando na expansão da região de depleção sobre ela. Sendo constante a queda de potencial  $V_{\text{CB}}$  sobre a junção base-coletor, é também constante a integral do campo elétrico sobre a distância pela qual a região de depleção se estende, de forma que, após completamente estendida pela camada epitaxial de espessura  $w_{\text{epi}}$ , o aumento de injeção de corrente só pode influenciar na inclinação do perfil de campo elétrico (Figura 2.10a).

Os autores mostram que a completa inversão da inclinação do perfil de campo elétrico ocorre para a densidade de corrente crítica

$$J_{\text{crit}} = qv_{\text{sat}} \left( n_{\text{epi}} + \frac{2\epsilon_{\text{si}}V_{\text{CB}}}{qw_{\text{epi}}^2} \right) \quad (2.22)$$

de maneira que qualquer aumento na corrente elétrica de coletor só pode resultar da redução do comprimento efetivo da camada epitaxial ou, evidentemente, no aumento da área de seção transversal do caminho de condução. No modelo unidimensional, aumentos na densidade de corrente acima do valor crítico devem resultar do comprimento efetivo da camada epitaxial. Examinando a influência do comprimento efetivo da camada epitaxial no regime de densidades de corrente super-críticas ( $J > J_{\text{crit}}$ ) para o modelo unidimensional, uma vez que a área sob a curva de  $E$  deve se manter igual a  $V_{\text{CB}}$ , a largura sobre a qual o campo elétrico existe deve diminuir de  $w_{\text{epi}}$  para  $w_{\text{epi}} - w_{\text{CIB}}$ . Analiticamente,

$$w_{\text{CIB}} = w_{\text{epi}} \left( 1 - \sqrt{\frac{J_{\text{crit}} - qv_{\text{sat}}n_{\text{epi}}}{J - qv_{\text{sat}}n_{\text{epi}}}} \right) \quad (2.23)$$

e é chamada largura de base induzida por corrente (*current-induced base* - CIB) [50]. Portanto, após  $J_{\text{crit}}$  ser excedida, o aumento de  $J$  resulta na extensão da região de base e, conseqüentemente, no aumento de intensidade de campo elétrico na junção epitaxial- $n^+$  (Figura 2.10b). Assim, nesse modelo, quando o pico de campo elétrico na junção metalúrgica epitaxial- $n^+$

$$E_{\text{max}} = \frac{V_{\text{CB}}}{w_{\text{epi}} - w_{\text{CIB}}} \quad (2.24)$$

excede o campo elétrico de *breakdown* em silício  $E_{\text{Bsi}} = 3 \times 10^5 \text{ V.cm}^{-1}$ , então o SEB ocorre.

É verificado experimentalmente que transistores do tipo *pnp* não apresentam SEBs [34, 47] e esse fato é atribuído à diferença de magnitude dos coeficientes de ionização por impacto de elétrons e lacunas (Figura 2.11). Apesar da robustez inerente, a adoção de dispositivos *pnp* na eletrônica moderna tem como penalidade o comprometimento em velocidade e maiores resistências (*on-resistance*) em relação aos dispositivos *npn*.

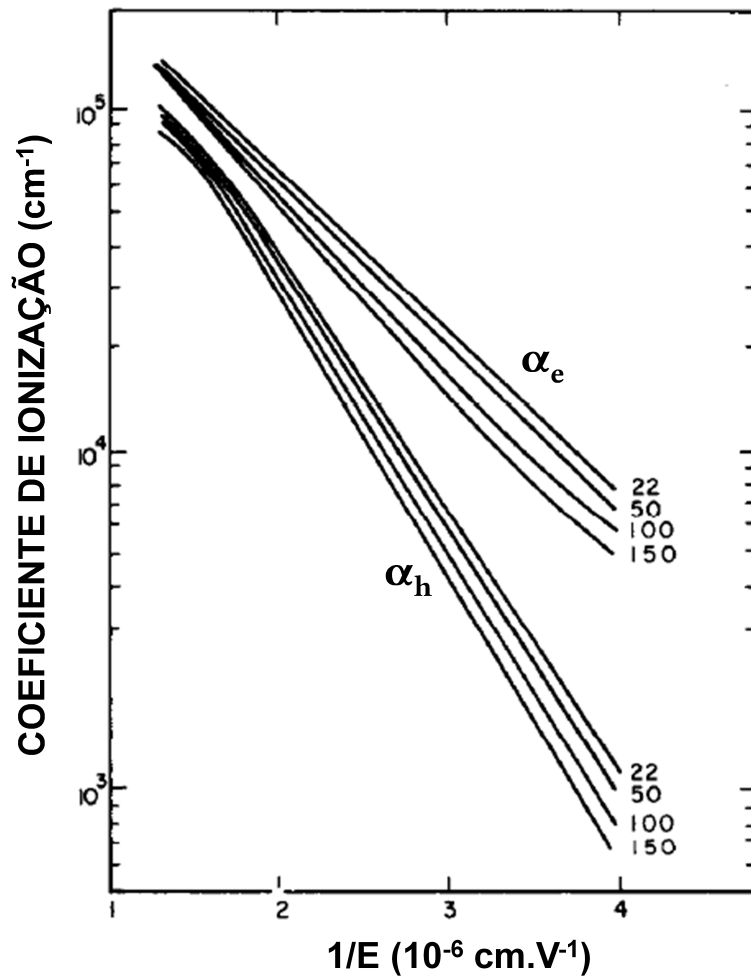


FIGURA 2.11: Coeficientes de ionização de elétrons e lacunas em silício medidos a temperaturas 22, 50, 100 e 150 °C. Adaptada de [51].



## Capítulo 3

# Metodologia e Materiais

*Neste capítulo é apresentada a metodologia detalhada de desenvolvimento de um arranjo elétrico para medidas de Single-Event Effects. O circuito é dedicado para medidas protetivas de eventos destrutivos do tipo Single-Event Burnout. Também é apresentado o funcionamento do acelerador Pelletron 8UD e do arranjo dedicado para estudos de efeitos de radiação SAFIIRA. Ao final do capítulo é apresentada a metodologia de irradiação adotada para testes de efeitos destrutivos de radiação em transistores.*

### 3.1 Medidas Elétricas

Para viabilizar medidas de seção de choque de *Single-Event Effects* (SEEs) causados por íons pesados em transistores de potência, um circuito de teste para a detecção de pulsos de corrente foi desenvolvido. Uma vez que transistores de potência podem estar sujeitos a efeitos não-destrutivos, como *Single-Event Transients* (SETs), e também a efeitos destrutivos, como *Single-Event Burnout* (SEB) e *Single-Event Gate Rupture* (SEGR), o circuito elétrico deve ser capaz de atender simultaneamente às especificidades experimentais desses diferentes eventos e causar, preferencialmente, mínima interferência nas medidas de efeitos distintos entre si. A princípio, SEBs podem ser medidos protetivamente com o uso da técnica de limitação de corrente. A aplicação completa da técnica protetiva para medidas de SEB envolve não só a escolha adequada para o valor do resistor de proteção, acoplado em série à fonte de alimentação do dreno do dispositivo,

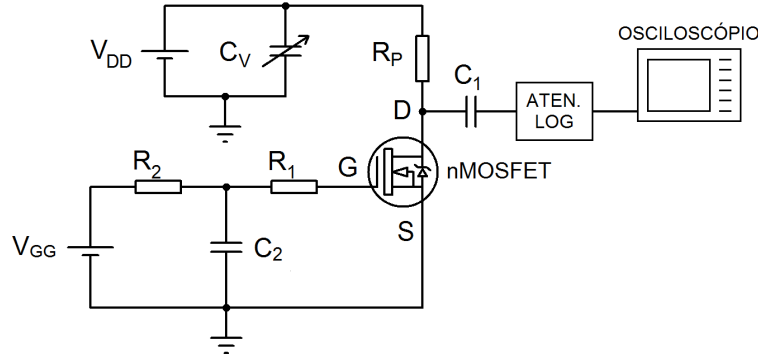


FIGURA 3.1: Diagrama esquemático de arranjo elétrico proposto para aquisição de medidas de SET, medidas protetivas de SEB e medidas preventivas de SEGR.

mas também do valor nominal para o capacitor sobre o qual se faz a leitura da queda de tensão no dispositivo durante a ocorrência de um evento. Para o caso de SEGR, por sua vez, até o momento não existem técnicas protetivas para a medida desse tipo de evento. Como prevenção a SEGRs, um circuito de supressão de picos de tensão acoplado à porta do transistor pode ser utilizado reduzir estresse elétrico no óxido da porta do dispositivo sob teste. Por sua vez, é desejável que os elementos de circuito utilizados em ambas as técnicas - limitação de corrente e supressão de estresse elétrico de óxido da porta - interfiram minimamente nas medidas de SETs. Com base nos diversos arranjos experimentais de SEB/SEGR relatados na literatura [4, 24–26, 35, 52–55], foi projetado e construído um arranjo elétrico para a realização de medidas de SEEs em transistores de potência (vide Figura 3.1).

Qualificações de SEEs em dispositivos eletrônicos devem ser realizadas em condições que maximizam a seção de choque medida. Para medidas não-destrutivas de SEB em transistores de potência, o valor do resistor de proteção  $R_P$  é sumariamente responsável pela efetividade do método protetivo e influencia na acurácia das medidas realizadas. Se a curva característica  $I_{DS} \times V_{DS}$  do dispositivo estudado no regime de avalanche é conhecida, então o valor apropriado de  $R_P$  pode ser melhor estimado [56]. Conhecidos os valores de corrente e tensão necessários para engatilhar um SEB, *i.e.*,  $I_{SEB}$  e  $V_{SEB}$ , então, durante um teste sob a tensão  $V_{DD}$ , deve-se cair sobre o resistor  $R_P$  pelo menos uma tensão  $\Delta V = V_{DD} - V_{DS}$  tal que  $V_{DS} < V_{SEB}$ . Assim, se a corrente elétrica transiente  $I$  não excede  $I_{SEB}$

$$I = \frac{\Delta V}{R_P} < I_{SEB} \quad (3.1)$$

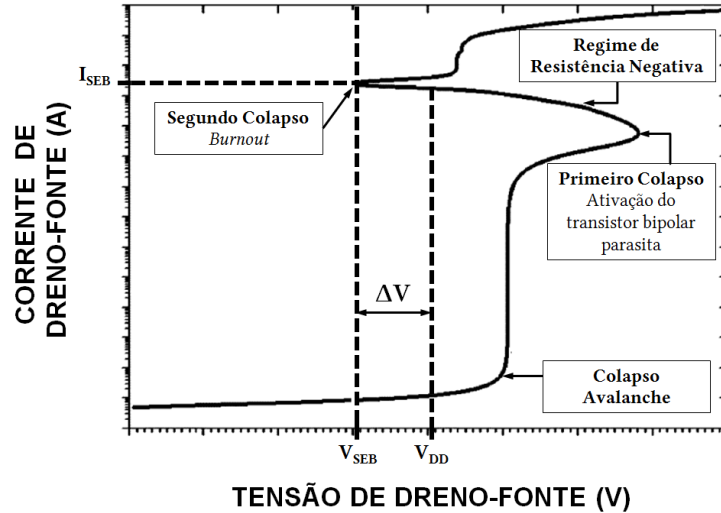


FIGURA 3.2: Curva de avalanche quasi-estacionária para um transistor de potência. Adaptada de [56].

então a falha catastrófica é evitada. Isso é ilustrado na Figura 3.2. Na ausência da curva característica em regime de avalanche, tipicamente, valores entre 1–10 k $\Omega$  são considerados adequados para a realização de testes protetivos de SEB. Uma praticidade experimental pode decorrer da conveniente escolha do valor de  $R_P$  com base na corrente de fuga entre dreno e fonte ( $I_{DSS}$ ) do dispositivo sob teste (*Device Under Test* - DUT) em estado desligado ( $V_{GS} = 0$  e  $V_{DS} > 0$ ). Nessa situação, o valor de tensão de operação do dispositivo é simplesmente  $V_{DS} = V_{DD} - R_P \cdot I_{DSS}$ . Para valores de  $R_P$  suficientemente pequenos, o produto  $R_P \cdot I_{DSS}$  pode ser considerado desprezível com respeito à tensão de alimentação e  $V_{DS} \approx V_{DD}$  [54]. Entretanto, se valores de  $R_P$  muito altos são inadvertidamente escolhidos, a queda de tensão sobre o resistor de proteção no estado desligado não é mais desprezível e valores impróprios para as tensões elétricas de ocorrência de SEB podem ser atribuídos.

Durante medidas de SEB, enquanto um evento não ocorre e o DUT permanece em estado desligado, o capacitor  $C_1$  é carregado pela fonte de alimentação  $V_{DD}$ . Se o impacto de íon energético for capaz de ocasionar um SET, então o dispositivo sob teste (*device under test* - DUT) passa para o estado ligado por um curto período de tempo e o capacitor  $C_1$  é descarregado para prover energia a ele. Como SETs resultam em sinais de corrente elétrica pouco intensos, então o resistor de proteção  $R_P$  não interfere na limitação desse tipo de medidas. Um SEB pode ser engatilhado se um íon pesado incidente for capaz de ativar a estrutura *npn* bipolar parasita a uma tensão crítica para

o qual um segundo colapso ocorre. Na ocorrência de um SEB, a resposta do circuito proposto é análoga ao caso de SETs, porém o resistor de proteção atua limitando a corrente elétrica máxima provida pela fonte de alimentação. Na escolha do valor nominal de  $C_1$  não se deve levar em conta apenas o tempo máximo de detecção de sinal desejado, pois a utilização de um alto valor dessa capacitância pode resultar em um provimento de carga suficiente para destruir o DUT, inibindo a eficácia da técnica protetiva de limitação de corrente [26]. O circuito proposto permite a identificação de SEGR se um picoamperímetro for utilizado para monitorar a corrente elétrica provida pela fonte de alimentação  $V_{GG}$ . A rede  $R_1$ - $C_2$ - $R_2$  é usada como filtro de supressão, prevenindo estresse elétrico sobre o óxido de porta. Um capacitor variável  $C_V$ , localizado preferencialmente o mais próximo possível do DUT, pode ser utilizado para filtragem de ruído de alta frequência, minimizando efeitos parasitários de circuito e compensando pequenas quedas de tensão no DUT. Entretanto,  $C_V$  pode suprimir pequenos transientes íon-induzidos compensando rapidamente a queda de tensão no DUT e, por essa razão, seu uso não é recomendado para medidas de seção de choque de SET.

No arranjo proposto (vide Figura 3.1), um osciloscópio digital é utilizado para adquirir as formas de onda de sinais elétricos ocasionados por SETs e SEBs e um atenuador logarítmico<sup>1</sup> em sua entrada previne eventuais danos ao osciloscópio de aquisição.

Para o transistor de interesse, o nMOSFET IRLZ34NPbF [57], a tensão de *breakdown* e a corrente de fuga entre fonte-dreno são  $BV_{DS} = 55$  V e  $I_{DSS} = 25$   $\mu$ A (sob as condições  $V_{DS} = 55$  V,  $V_{GS} = 0$  V), respectivamente, e sua capacitância típica de saída é de  $C_{OSS} = 220$  pF. Levando em consideração os valores tipicamente adotados para  $R_P$ , sob a condição  $V_{DD} = 55$  V, a escolha do valor de 10 k $\Omega$  para  $R_P$  resulta em uma tensão de operação do DUT de  $V_{DS} = 54.75$  V ( $\sim 99.55\%$  de  $V_{DD}$ ), enquanto a escolha de 1 k $\Omega$  resulta em  $V_{DS} = 54.975$  V ( $\sim 99.95\%$  de  $V_{DD}$ ). Dessa maneira, a escolha  $R_P = 1$  k $\Omega$  resulta que, dentro das especificações de acurácia de fontes convencionais de tensão DC,  $V_{DS} = V_{DD}$ .

Em seu estudo pioneiro sobre efeitos de SEB em transistores de potência, Fischer verificou que a escolha inadequada para o valor nominal de  $C_1$  poderia inibir a técnica

---

<sup>1</sup>Em um circuito atenuador, a razão entre a potência de saída ( $P_{out}$ ) e potência de entrada ( $P_{in}$ ), em decibéis, é definida como

$$\frac{P_{out}}{P_{in}} [\text{dB}] = 10 \log_{10} \left( \frac{P_{out}}{P_{in}} \right)$$

e, conseqüentemente, a razão entre tensões de saída e entrada escreve-se  $V_{out}/V_{in} [\text{dB}] = 20 \log_{10} (V_{out}/V_{in})$ .

protetiva de limitação de corrente, eventualmente resultando na destruição do dispositivo [26]. Sob a escolha  $R_P = 10 \text{ k}\Omega$  para o dispositivo IRFF130 ( $BV_{DS} = 100 \text{ V}$ ,  $C_{OSS} = 240 \text{ pF}$ ) [58], o autor verificou que a escolha  $C_1 = 10 \text{ nF}$  era capaz de fornecer corrente elétrica suficiente para engatilhar um SEB sem que acarretasse na destruição do DUT. Entretanto, para a escolha de valores suficientemente altos (entre 1 a 200  $\mu\text{F}$ ), o DUT poderia ser destruído pela ocorrência de um SEB. Como os valores nominais de  $C_{OSS}$  dos dispositivos IRFF130 e IRLZ34NPbF são semelhantes e os valores de  $BV_{DS}$  possuem mesma ordem de grandeza, o valor nominal adotado para  $C_1$  foi de 1 nF, em abordagem conservadora.

Uma importante consequência da escolha  $R_P = 1 \text{ k}\Omega$  e  $C_1 = 1 \text{ nF}$  no arranjo elétrico proposto está associada com a resposta em frequência da rede protetiva, diretamente associada com a constante de tempo que eles definem,  $\tau_{DS} = R_P \cdot C_1$ . A constante de tempo  $\tau_{DS}$  define o tempo de restabelecimento do nível de tensão  $V_{DS}$  sobre o DUT após a ocorrência de um SEB. Assim, supondo a ocorrência de um primeiro SEB num dado instante, o capacitor  $C_1$  levaria um tempo  $\sim 5\tau_{DS}$  para ser completamente recarregado pela fonte de tensão  $V_{DD}$  e restabelecer o nível de tensão inicial  $V_{DS}$  sobre o DUT. Consequentemente, durante o intervalo de tempo de restabelecimento, a ocorrência de um segundo SEB poderia comprometer a confiabilidade atribuída ao nível de tensão desse segundo evento. Pelo fato de que, em geral, nem toda partícula energética que incide sobre o DUT é capaz de engatilhar um SEE e que a área sensível do dispositivo é pequena, a frequência de corte  $f_{cDS} = (2\pi\tau_{DS})^{-1}$  pode ser utilizada para estabelecer um limite (superestimado) de fluxo de SEE detectáveis sob condições confiáveis. Tipicamente, o fluxo de partículas esperado sobre o DUT é de, no máximo,  $10^5 \text{ partículas.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$  [6]. Mesmo considerando um cenário de pior caso, em que a área sensível do dispositivo possua dimensões de  $\text{cm}^2$  e que todo íon incidente seja capaz de engatilhar um SEE, em média, a frequência máxima de sinais de SEE detectados (100 kHz) ainda é suficientemente menor que a frequência de corte dessa rede RC ( $f_{cDS} \sim 160 \text{ kHz}$ ) e o problema de falso nível de tensão é contornado, bem como eventuais problemas de atenuação/reflexão de sinais. Por exemplo, sob sinais de 10 kHz, a atenuação entre  $V_{DD}$  e  $V_{DS}$  dada pela função de transferência<sup>2</sup> dessa rede RC é de apenas 0.4% (*i.e.*,  $\Re[H(j\omega)] = 0.996$ ).

<sup>2</sup>A função de transferência  $H(j\omega)$  de um sistema elétrico é definida pela razão entre a amplitude complexa de saída  $V_{out}(j)$  e a amplitude complexa de entrada  $V_{in}(j)$ . Para a rede RC, a função de transferência é dada por

$$H(j\omega) = \frac{V_{out}(j)}{V_{in}(j)} = \frac{1/RC}{j\omega + 1/RC}$$

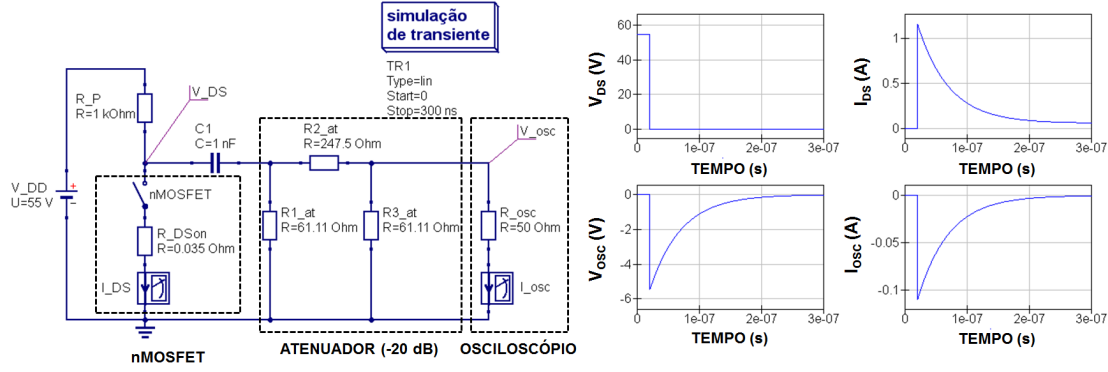


FIGURA 3.3: Simulação computacional de circuito para uma ocorrência de SEB no modelo SR. A impedância do osciloscópio ( $R_{osc}$ ) é acoplada ao atenuador logarítmico de  $-20$  dB ( $R_{at}$ ) de modo que a resistência equivalente permaneça  $50 \Omega$ . Na simulação, a ocorrência de um SEB é representada pelo curto-circuito da chave nMOSFET no instante de tempo  $t = 20$  ns. Característica elétrica do dispositivo de interesse extraída de [57].

Entretanto, apesar da atenuação ser de  $\sim 28\%$  para sinais de frequência de  $100$  kHz, os valores escolhidos para  $R_P$  e  $C_1$  ainda estabelecem condições seguras de detecção, pois as estimativas foram feitas na circunstância de pior cenário. Portanto, a escolha dos valores de  $R_P$  e  $C_1$  deve ser feita pelo compromisso entre a eficácia da técnica protetiva e a confiabilidade de medida dada pela resposta em frequência.

Apesar de não terem sido realizados experimentos de SEGR neste trabalho, o filtro de supressão foi considerado e, baseado em [53], os valores nominais adotados para seus elementos foram  $R_1 = R_2 = 270 \Omega$  e  $C_2 = 1$  nF. Essas escolhas permitem evitar chaveamentos ultra-rápidos, menores que os tempos práticos de chaveamento de MOSFETs ( $\sim 10$ – $60$  ns) [59].

Uma ilustração da resposta do arranjo proposto a um SEB é apresentada na Figura 3.3. Nessa figura, apresenta-se uma simulação computacional bastante simplificada do circuito proposto realizada com o *software* Qucs [60], em que o nMOSFET é representado no modelo SR (*Switch-Resistor*) [61]. Nessa situação, um atenuador de  $-20$  dB é acoplado ao osciloscópio de aquisição ( $R_{osc} = 50 \Omega$ ), de maneira que a resistência equivalente entre a impedância do atenuador e o osciloscópio de aquisição permanece igual a  $50 \Omega$ . Dessa forma, a razão entre a tensão lida no osciloscópio ( $V_{osc}$ ) e a queda de tensão no DUT ( $V_{DS}$ ) durante a ocorrência de um SEB (chave fechada) é de  $1/10$ . Como a constante de tempo da rede CR de leitura é de  $\tau_{CR} = 50$  ns, cerca de  $99.3\%$  da carga armazenada pelo capacitor  $C_1$  é descarregada no intervalo de tempo de  $5\tau_{CR}$ .

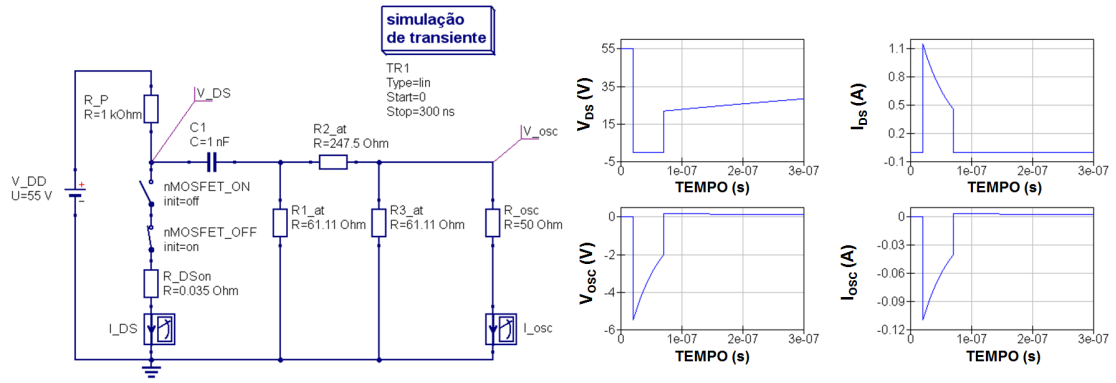


FIGURA 3.4: Simulação computacional de circuito para uma ocorrência de SEB com 50 ns de duração no modelo SR. Na simulação, a ocorrência de um SEB é representada pelo fechamento da chave  $nMOSFET_{ON}$  no instante de tempo  $t = 20$  ns, seguido pela abertura da chave  $nMOSFET_{OFF}$  no instante de tempo  $t = 70$  ns. Característica elétrica do dispositivo de interesse extraída de [57].

Entretanto, como o intervalo de tempo para recarregar o capacitor  $C_1$  após um SEB é muito maior que o tempo de descarga, *i.e.*,  $5\tau_{DS} = 5 \mu s \gg 5\tau_{CR} = 250$  ns, então o sinal de tensão de entrada da rede (queda de tensão  $V_{DS}$ ) é aproximadamente uma função degrau e sua resposta é justamente uma função exponencial ( $V_{osc}$ ).

Uma outra ilustração possível de resposta do circuito proposto à ocorrência de um SEB nesse modelo simplificado, é o caso em que o evento cessa espontaneamente após um intervalo de tempo bem definido. A Figura 3.4 apresenta uma simulação computacional do circuito proposto em que a ocorrência de um SEB (chave fechada) acontece durante o intervalo de tempo de apenas 50 ns. Nessas circunstâncias, a tensão de  $V_{DS}$  do DUT vai a zero durante a ocorrência do SEB e retorna ao nível de tensão inicial após  $\sim 5\tau_{DS} = 5 \mu s$ . De fato, o comportamento do sinal observado no osciloscópio ( $I_{osc}$ ) é semelhante ao sinal de corrente que atravessa o DUT ( $I_{DS}$ ), mas diferem levemente nas respectivas constantes de tempo.

Apesar de ilustrar elementos básicos de uma primeira aproximação para a resposta de sinal esperada para a ocorrência de um SEB, a representação desse evento como um simples chaveamento resulta sempre em sinal de forma exponencial bem definida e desconsidera eventuais fenômenos regenerativos no interior do dispositivo. Em uma abordagem mais realista, esse não deve ser sempre o caso. Simulações mais sofisticadas de SEBs em nível de circuito foram realizadas e são apresentadas posteriormente nas discussões sobre os dados experimentais obtidos neste trabalho (Seção 4.4.1).

A placa de circuito impresso do circuito elétrico proposto para medidas de SEE foi desenvolvida junto ao Laboratório de Instrumentação e Partículas do Instituto de Física da USP (LIP-IFUSP)<sup>3</sup>.

## 3.2 Equipamento Experimental

### 3.2.1 Acelerador Pelletron 8UD

O Laboratório Aberto de Física Nuclear da Universidade de São Paulo (LAFN-USP) dispõe do acelerador de partículas Pelletron 8UD, uma máquina eletrostática vertical do tipo *tandem*, *i.e.*, que utiliza um único terminal de alta tensão para aceleração em dupla-etapa, capaz de produzir feixes iônicos. O conjunto acelerador completo consiste basicamente de fonte de íons, eletroímã seletor de massa (ME-20), tanque acelerador, eletroímã seletor de energia (ME-200), e eletroímã seletor de experimento (*Switching Magnet*). A partir do eletroímã seletor de experimento, o feixe energético de espécie iônica de interesse é direcionado para uma das canalizações experimentais disponíveis no LAFN. É de interesse deste trabalho a produção de feixe iônicos pesados energéticos para utilização na instalação da canalização experimental a 0°, o Sistema de Feixes Iônicos para IRradiações e Aplicações (SAFIIRA). Uma visão geral do LAFN é apresentada na Figura 3.5.

#### Fonte de Íons: MC-SNICS

A fonte de íons atualmente utilizada no acelerador Pelletron é do tipo multicatódica de íons negativos produzidos por *sputtering*<sup>4</sup> de césio (*Muti-Cathode Source of Negative Ions by Cesium Sputtering* - MC-SNICS). Em um ambiente de baixa pressão, um fluxo adequado de vapor de césio (Cs) à temperatura  $\sim 120$  °C é injetado na câmara da fonte de íons. Uma estrutura metálica anular refrigerada, o carrossel, suporta o cátodo contendo a amostra do material de interesse para extração em feixe [63]. A fonte de íons utilizada no LAFN é uma versão multicatódica (32 cátodos), pois seu carrossel permite a troca rápida de um cátodo a outro, de acordo com o interesse da espécie a ser extraída. Devido às diferenças de temperatura, parte do

---

<sup>3</sup>Agradecimentos especiais ao Ricardo Menegasso (LIP-USP), pela enorme solicitude.

<sup>4</sup>A pulverização catódica, ou *sputtering*, é uma técnica de ejeção de partículas de certo material, que são ejetadas de sua superfície através do bombardeamento de partículas energéticas de um segundo tipo.

Laboratório Aberto de Física Nuclear (LAFN-USP)

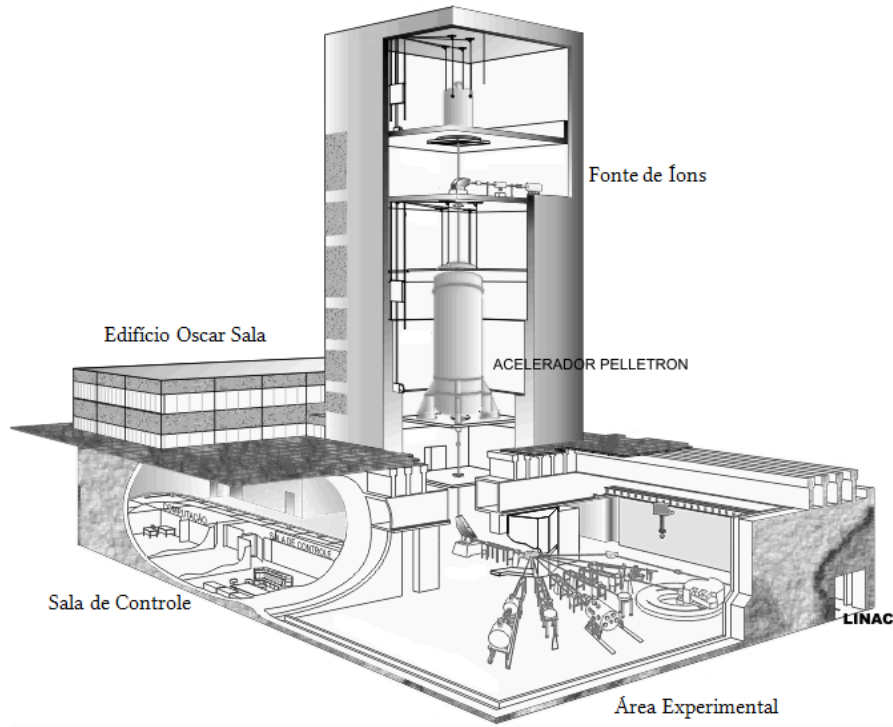


FIGURA 3.5: Representação artística do Laboratório Aberto de Física Nuclear (LAFN-USP), vinculado ao Departamento de Física Nuclear do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (DFN-IFUSP). Adaptado de [62].

vapor de Cs pode ser condensado sobre a superfície da amostra refrigerada pelo carrossel. Outra parte desse vapor ioniza-se positivamente ( $\text{Cs}^+$ ) ao entrar em contato com ionizadores de tântalo (Ta), que trabalham em alta corrente à potência de  $\sim 100\text{--}200\text{ W}$ , tipicamente. A essa potência de operação, a temperatura do ionizador pode atingir entre  $1100\text{--}1200\text{ }^\circ\text{C}$  [64]. Sob a influência de um potencial atrator, os íons positivos de césio constituem o feixe iônico primário ao serem acelerados em direção ao cátodo do carrossel. O impacto do feixe iônico primário de  $\text{Cs}^+$  com o material contido no cátodo ocasiona o *sputtering* da amostra, cujos átomos são ejetados do recipiente, podendo se tornar negativamente ionizados (carga  $-1q$ ) ao atravessar a fina camada de Cs inicialmente condensada sobre sua própria superfície. A energias moderadas, é uma propriedade geral do processo de penetração de íons na matéria adquirir um grau de ionização, seja perdendo (positivo) ou capturando (negativo) elétrons orbitais, devido colisões com os átomos do meio freador. Durante as colisões entre as partículas energéticas ejetadas da amostra com os átomos de Cs condensados em sua superfície, a troca de carga

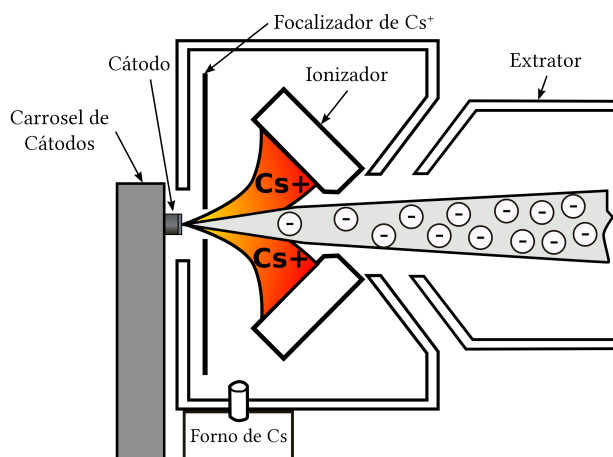


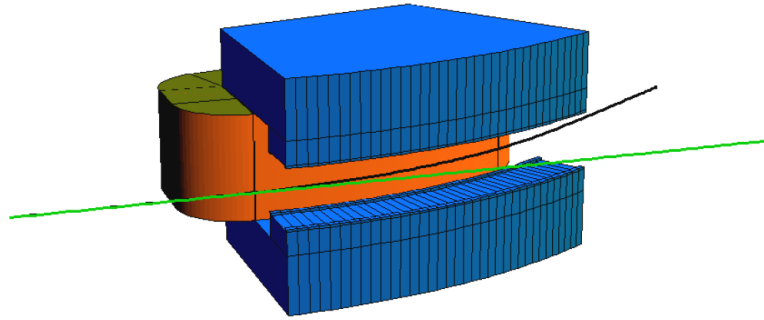
FIGURA 3.6: Representação esquemática da extração de feixe da fonte de íons tipo MC-SNICS do acelerador Pelletron 8UD. Adaptado de [67]. Cortesia de Rafael Escudeiro.

das partículas ejetadas é favorecida pela captura eletrônica por conta do baixo potencial de ionização e eletroafinidade do Cs [65]. Dentre os materiais utilizados para a produção de feixes de íons pesados negativos por *sputtering*, o Cs possui versatilidade e eficiência destacada quando utilizado como auto-extrator, *i.e.*, é simultaneamente o agente primário da pulverização catódica e o material doador. Detalhes do mecanismo de produção de íons negativos por *sputtering* podem ser encontrados em [66].

Os íons negativos ejetados pela amostra constituem o feixe iônico secundário ao serem acelerados para fora da MC-SNICS por um potencial extrator positivo. O feixe iônico secundário é então pré-acelerado antes de ser injetado no tanque acelerador. Apesar das condições de operação ideais para a produção de feixes negativos da MC-SNICS variarem de acordo com a espécie iônica e intensidade de feixe desejada, valores típicos de operação para o potencial atrator do feixe primário, o potencial extrator do feixe secundário e a tensão de pré-aceleração são, respectivamente, de  $-5$  kV,  $10-20$  kV e  $70-90$  kV [6, 9, 67, 68]. A Figura 3.6 ilustra o processo de extração de feixes negativos em fontes de íons do tipo MC-SNICS.

#### **Eletroímã seletor de massa: ME-20**

O feixe secundário de íons negativos de carga  $-1q$  produzido na MC-SNICS é pré-acelerado em direção ao eletroímã seletor de massa ME-20. O ME-20 constitui




---

FIGURA 3.7: Dipolo como elemento óptico de feixe de partículas carregadas. Extraído de [69].

um dipolo que, como elemento óptico de feixes de partículas carregadas, possui a propriedade de realizar desvios angulares na trajetória das partículas carregadas através do seu campo magnético homogêneo (Figura 3.7). Esse eletroímã é responsável por defletir o feixe proveniente da MC-SNICS em  $90^\circ$ , dirigindo o feixe em direção ao tanque acelerador, e pela seleção conveniente da massa das partículas do feixe produzidas pela MC-SNICS. Isso porque, a princípio, o feixe produzido pela MC-SNICS pode conter impurezas e/ou elementos químicos indesejados para aceleração. O ME-20 é assim chamado por ser capaz de defletir partículas do feixe em trajetória circular de acordo com a intensidade de campo magnético ajustada, desde que tais partículas satisfaçam a razão  $mE/q^2 \leq 20$ , onde  $m$  é sua massa,  $E$  é sua energia e  $q$  o seu estado de carga.

#### **Tanque Acelerador *tandem* 8UD**

O feixe de partículas é defletido pelo seletor de massa ME-20 em direção ao terminal de alta tensão no interior do tanque acelerador para ser acelerado em dupla-etapa. A aceleração *tandem* se baseia na troca de carga dos íons do feixe, proporcionando duas etapas de aceleração através da utilização de um único terminal de alta tensão. Pelo fato dos íons produzidos na MC-SNICS possuírem carga  $-1q$ , as partículas do feixe adquirem energia de  $E_1 = qV_T$  na primeira etapa da aceleração, em que  $V_T$  é a tensão positiva do terminal acelerador localizado no centro do tanque. A troca de carga dos íons negativos possibilita uma segunda etapa de aceleração e é realizada no interior do terminal através da passagem do feixe por uma fina folha

de carbono (*stripper*), de espessuras características  $\sim 5 \mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ . No *stripping*<sup>5</sup>, os íons negativos perdem seus elétrons orbitais devido à breve interação colisional com os átomos da folha de carbono, tornando-se íons positivos, com estado de carga  $Z^*$ . Os íons do feixe, agora positivamente carregados, são repelidos pela tensão positiva do terminal em direção à saída do tanque acelerador, adquirindo energia  $E_2 = qZ^*V_T$  nessa segunda etapa de aceleração. O processo de troca de carga no interior do tanque acelerador *tandem* pode ser visto na Figura 3.8a. Assim, considerando a contribuição inicial do potencial pré-acelerador  $V_P$  ( $\sim 80$  kV), a energia final do feixe de íons após aceleração completa escreve-se:

$$E = qV_P + (1 + Z^*)qV_T \quad (3.2)$$

O terminal de alta tensão do acelerador Pelletron 8UD é carregado por indução eletrostática e suporta até 8 MV. Enquanto toda a trajetória dos íons acelerados é percorrida em ambiente de alto-vácuo ( $\sim 10^{-8}$  Torr), o terminal é imerso em ambiente de gás inerte de alta pressão ( $\sim 70$  psi). Devido ao ambiente de altíssima tensão, qualquer estresse elétrico local pode favorecer a ocorrência de descargas elétricas (faíscas) ocasionadas pela quebra momentânea de rigidez dielétrica do meio. Boa isolamento elétrica no interior do tanque acelerador é atingida através do uso de gás hexafluoreto de enxofre ( $\text{SF}_6$ ). Alta estabilidade de tensão do terminal é alcançada devido à ação combinada do sistema de carregamento *pelletron*, que dá nome ao acelerador, e da distribuição resistiva de tensão no tubo acelerador.

O mecanismo de carregamento *pelletron* do terminal é análogo ao sistema de correias de geradores Van de Graaff. Nesse sistema, contudo, as correias de material isolante são substituídas por correntes compostas por pequenos cilindros metálicos (*pellets*) isolados eletricamente entre si por conectores de nylon. O sistema mecânico de carregamento é constituído por polias rotativas responsáveis pela movimentação das correntes de *pellets*. A Figura 3.8b apresenta uma representação esquemática simplificada dos componentes do tanque acelerador e do sistema gerador de carga do terminal de alta tensão. Na figura, a polia de transmissão  $P_1$  é responsável por movimentar mecanicamente os *pellets* positivamente

---

<sup>5</sup>Em tecnologia de aceleradores, o *stripping* pode ser gasoso ou por folha. Em relação aos *strippers* gasosos, folhas apresentam maior eficiência de troca de carga para íons de número atômico mais altos. Como desvantagem, o tempo de uso diminui quanto maior o número atômico do íon e intensidade do feixe.

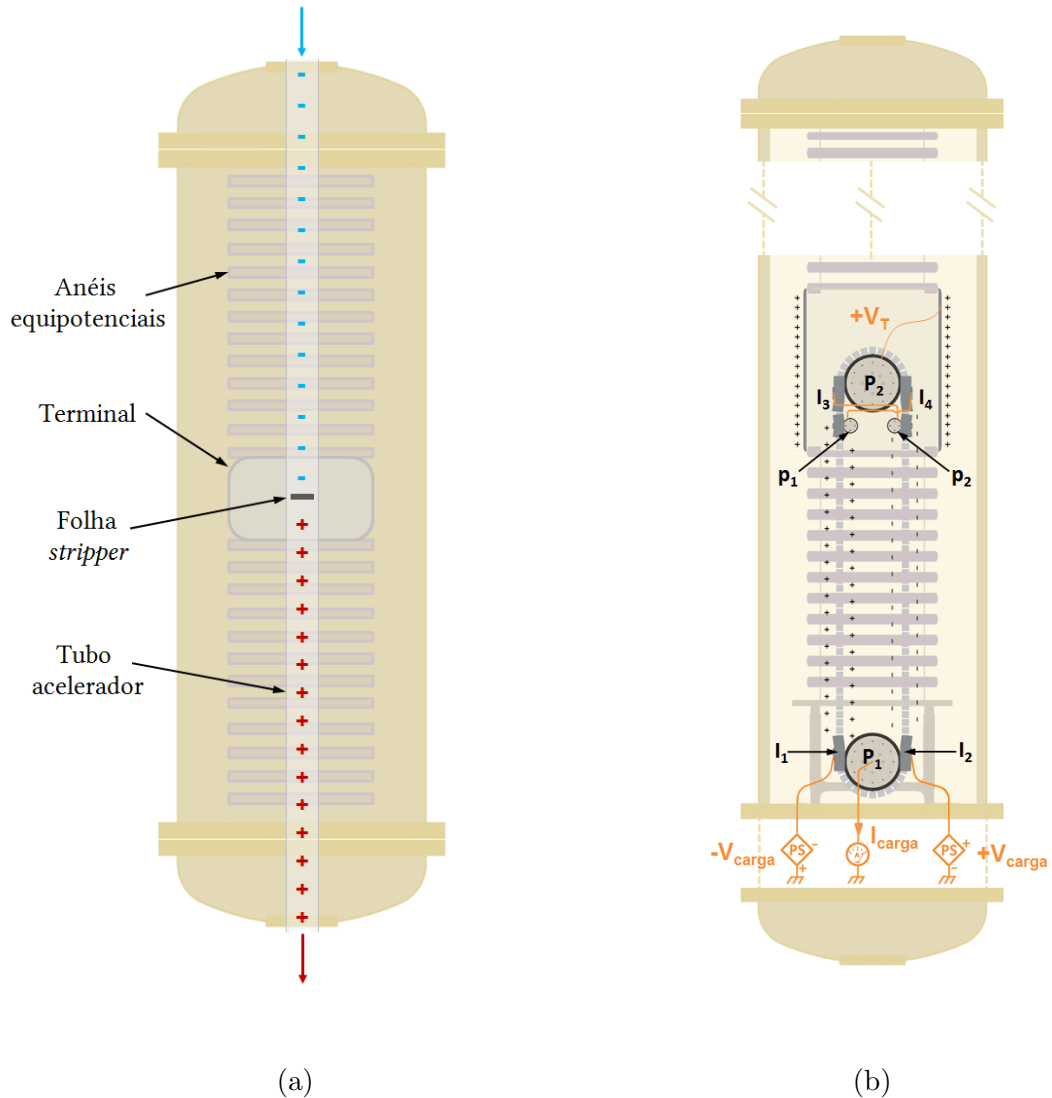


FIGURA 3.8: Representação esquemática simplificada do tanque acelerador *tandem* do Pelletron 8UD. A Figura 3.8a representa o efeito de troca de carga do feixe iônico para aceleração *tandem*. A Figura 3.8b representa o mecanismo de carregamento do terminal de alta tensão no interior do tanque. Adaptado de [70].

carregados em direção ao terminal de tensão  $V_T$ . Inicialmente, devido ao fato da polia de transmissão  $P_1$  ser aterrada, carga elétrica positiva é induzida aos *pellets* por um indutor  $I_1$  mantido por uma fonte de alimentação de alta tensão com potencial  $-V_{\text{carga}}$ . Um sistema cruzado de polias de coleta (*pickoff*) é responsável por suprimir a ocorrência de faíscas com o uso do indutor  $I_3$  e dobrar a eficiência de carga do terminal através do uso do indutor  $I_4$ . Sendo  $V_T$  potencial elétrico do terminal de alta tensão, ao chegarem no terminal os *pellets* entram em contato com a polia de coleta (*pickoff*)  $p_1$ , conectada ao indutor  $I_4$ , transferindo carga à  $p_1$  até

que seu potencial atinja  $V_T + V_{\text{carga}}$ . O indutor  $I_4$  com potencial  $V_T + V_{\text{carga}}$  é responsável por retirar elétrons do terminal, induzindo carga negativa aos *pellets*. Em contapartida, carga negativa é transferida à polia de coleta  $p_2$  até que seu potencial atinja  $V_T - V_{\text{carga}}$ . O indutor  $I_3$  com potencial  $V_T - V_{\text{carga}}$  é responsável por induzir carga-imagem nos *pellets* positivamente carregados que se aproximam do contato com a polia do terminal  $P_2$ . Esse sistema permite a prevenção de faíscas durante a aproximação dos *pellets* com a polia  $P_2$  conectada diretamente ao terminal. Os *pellets* positivamente carregados entram em contato com a polia do terminal, que é diretamente conectada à carcaça de alta tensão com potencial  $V_T$ . Em virtude da propriedade eletrostática dos materiais condutores de que suas cargas líquidas acumulam-se somente em sua superfície, toda a carga líquida positiva dos *pellets* escoam para a superfície exterior do terminal durante esse contato. Ao saírem do terminal, os *pellets* são carregados negativamente por indução e retornam à polia de transmissão  $P_1$ , aterrada. Ao aproximarem-se de  $P_1$ , o indutor  $I_2$  com potencial  $+V_{\text{carga}}$  atua como supressor para prevenir faíscas durante a aproximação dos *pellets* negativamente carregados com  $P_1$ . Ao realizarem contato com a polia de transmissão  $P_1$ , devido ao fato de que  $P_1$  está aterrada, o escoamento das cargas negativas dos *pellets* ao terra configura uma medida de corrente de carga do terminal ( $I_{\text{carga}}$ ).

As cargas do terminal distribuem-se pelos eletrodos do tubo acelerador de metal/cerâmica, que é responsável pela geração de um campo elétrico uniforme de aceleração e focalização das partículas carregadas do feixe. Os eletrodos do tubo acelerador são interligados entre si por resistores cerâmicos de alto valor nominal ( $\sim 1 \text{ G}\Omega$ ) que atuam como divisores de tensão, reduzindo suavemente a tensão do terminal ao terra (entrada e saída do tanque acelerador) para prevenção de faíscas. A divisão resistiva<sup>6</sup> resulta em um potencial aproximadamente linear no interior do tubo acelerador. Os anéis equipotenciais (ver Figura 3.8), conectados às seções do tubo acelerador, ajudam a melhorar a performance do material isolante  $\text{SF}_6$  amenizando a rápida queda de potencial elétrico nas proximidades. Uma ilustração dos elementos do tubo acelerador e influência dos anéis equipotenciais são representados na Figura 3.9.

---

<sup>6</sup>Na realidade, a divisão resistiva não ocorre somente no tubo acelerador. Há também divisão resistiva nas seções de coluna que suportam o terminal no interior do tanque, interconectadas com seções do tubo acelerador e anéis equipotenciais. Ao total, o tanque acelerador possui cerca de 900 resistores (5 W e 5% cada) e resistência equivalente de  $\sim 90 \text{ G}\Omega$ .

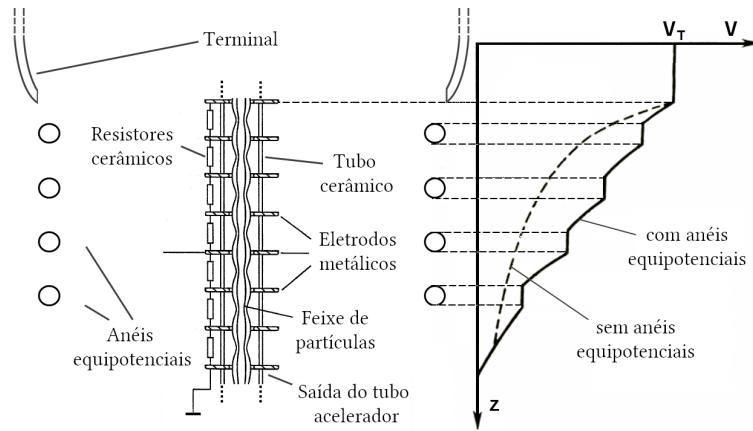


FIGURA 3.9: Ilustração dos elementos constituintes do tubo acelerador e periféricos no interior do tanque. À direita, apresenta-se a influência somente dos anéis equipotenciais sobre o potencial elétrico axial fora do tubo acelerador, desconsiderando a contribuição do divisor resistivo e eletrodos. Adaptado de [71] e [72].

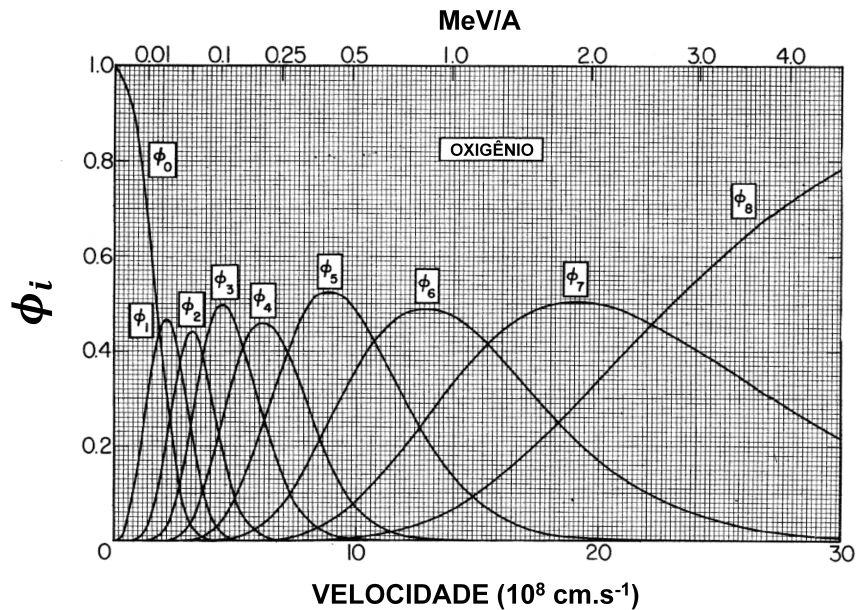


FIGURA 3.10: Estados de carga de equilíbrio de íons em sólidos. Fração de feixe com estado de carga  $i$  obtida,  $\phi_i$ , em função da velocidade de íons de  $^{16}\text{O}$ . Adaptado de [73].

Deve-se ressaltar que o estado de carga de equilíbrio dos íons negativos após o *stripping* obedece a uma distribuição de probabilidades (vide Figura 3.10), de forma que, de acordo com a Equação 3.2, resulta um feixe de íons positivos polienergético na saída do tanque acelerador.

### Eletroímã seletor de energia: ME-200

Geralmente é interessante dispor de feixes de partículas quasimonoenergéticas para

uso em Física Nuclear e suas aplicações. Uma vez que um feixe de íons polie-nergético é obtido ao fim da etapa de aceleração *tandem*, um eletroímã é utilizado para selecionar a energia de interesse do feixe acelerado e realizar sua deflexão em 90°. O ME-200 é um dipolo como o ME-20, porém ele é capaz de defletir feixes iônicos energéticos que satisfaçam a razão  $mE/q^2 \leq 200$  em trajetória circular de acordo com a intensidade de campo magnético ajustada. O eletroímã ME-200 é capaz de gerar um campo magnético com intensidade de até 1 T (90 A) e possibilita obter feixes com alta resolução em energia.

**Eletroímã seletor de experimento: *Switching Magnet***

Nessa etapa, o feixe iônico acelerado possui alta precisão em energia e pode ser direcionado para uma das canalizações subsequentes através do uso do eletroímã *Switching Magnet*. Atualmente existem sete canalizações disponíveis, sendo uma delas para um sistema pós-acelerador em desenvolvimento (o LINAC<sup>7</sup>, na canalização 45A) e seis canalizações experimentais (30A, 15A, 0°, 15B, 30B e 45B).

O esquema da linha de feixe do acelerador Pelletron 8UD é apresentado na Figura 3.11. Maiores detalhes de funcionamento do acelerador Pelletron 8UD, incluindo sistema mestre de controle de energia e ressonância magnética nuclear, podem ser encontrados na referência [6]. Detalhes técnicos sobre a tecnologia *pelletron* podem ser encontrados em [74, 75] e o artigo histórico de descrição do acelerador Pelletron da Universidade de São Paulo é visto em [76].

---

<sup>7</sup>Em tecnologia de aceleradores, o termo LINAC (*LINear ACcelerator*) é utilizado para se referir a uma classe de aceleradores lineares de partículas cujo princípio de aceleração se baseia no uso de ondas eletromagnéticas de alta frequência.

### SISTEMA DE MONTAGEM DO LABORATÓRIO PELLETRON LINHA DE FEIXE

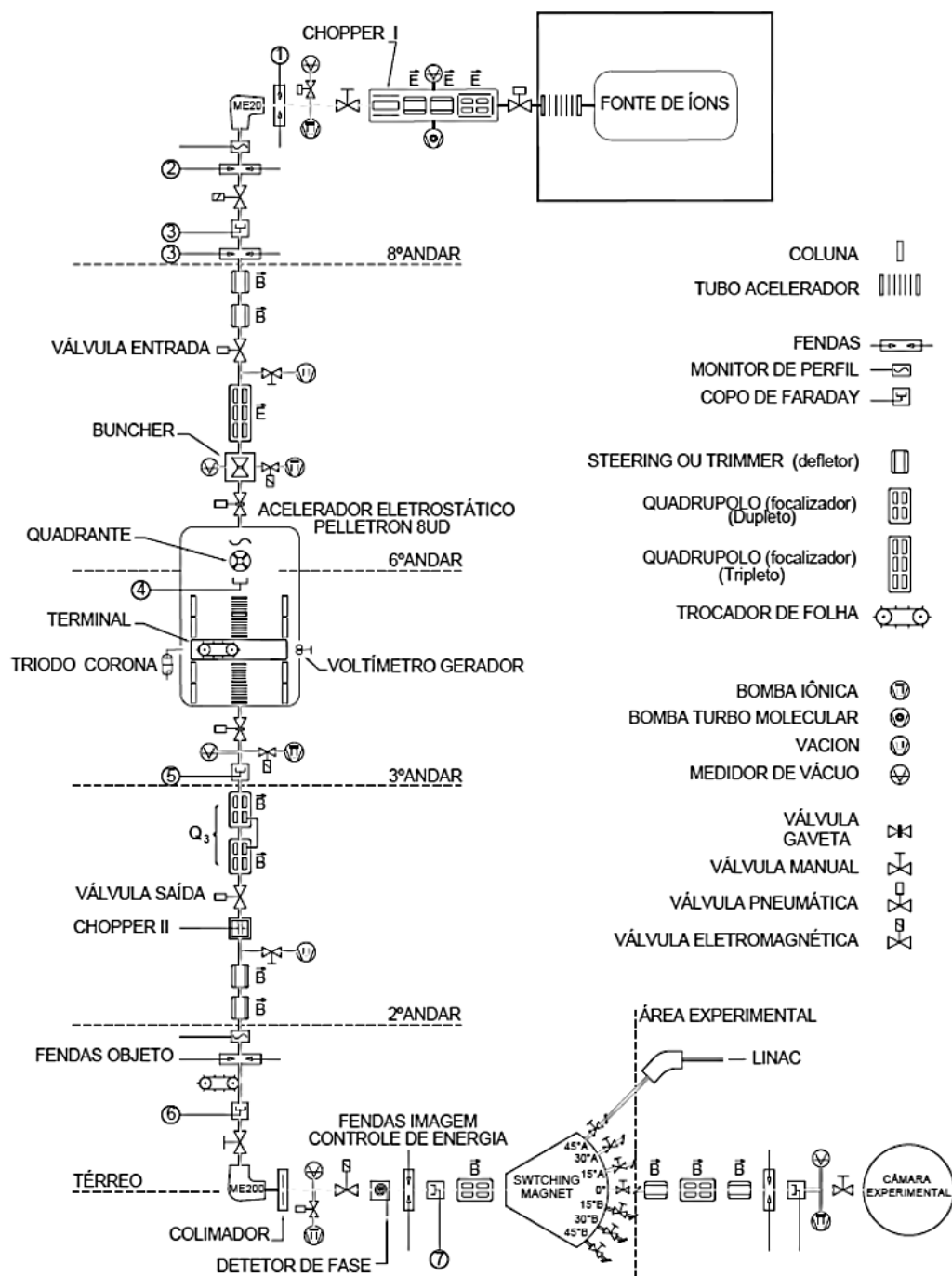


FIGURA 3.11: Esquema geral do acelerador Pelletron 8UD do LAFN-USP. Extraído de [77].

### 3.2.2 SAFIIRA

*Single-Event Effects* (SEEs) podem ser causados pela incidência de íons pesados em dispositivos eletrônicos e, por esse motivo, recentemente foi desenvolvido no Brasil um arranjo experimental para estudos dessa natureza [6, 78, 79]. Na canalização experimental  $0^\circ$  está localizado o SistemaA de Feixes Iônicos para IRradiações e Aplicações (SAFIIRA), um sistema de irradiação dedicado para estudos de efeitos em dispositivos eletrônicos. Uma representação do SAFIIRA pode ser vista na Figura 3.12.

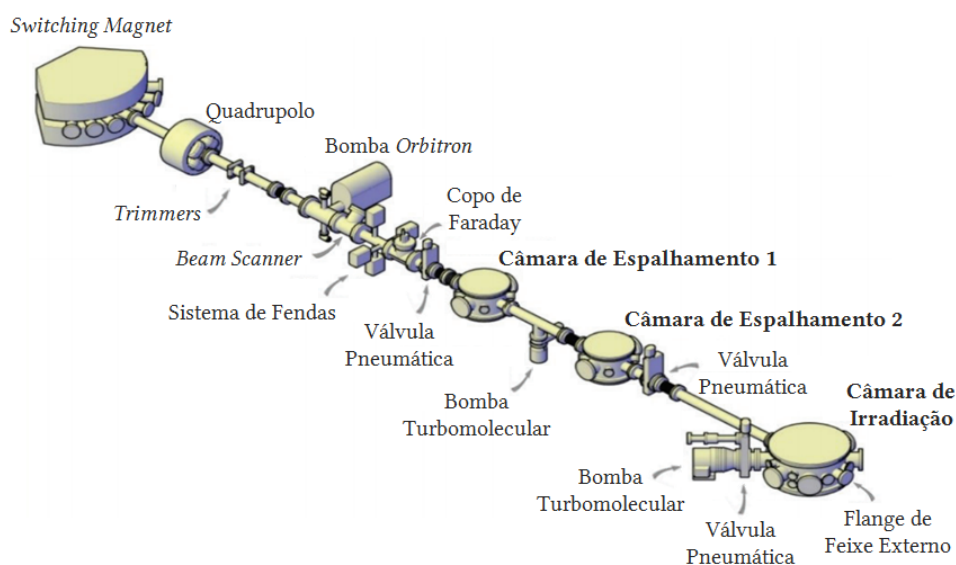
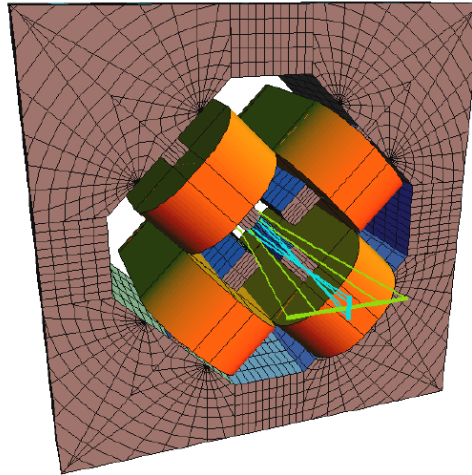


FIGURA 3.12: Representação artística do SAFIIRA, instalado no LAFN-USP. O sistema combina a técnica de desfocalização por quadrupolo e técnica de espalhamento múltiplo do feixe em filmes finos de  $^{197}\text{Au}$ , dispostos nas câmaras de espalhamento. Os dispositivos eletrônicos a serem testados são posicionados na câmara de irradiação. Adaptado de [78].

Em ensaios e testes de SEEs com aceleradores de partículas, as principais recomendações sobre as características do feixe de íons são com respeito à alta uniformidade e baixa intensidade. O acelerador Pelletron 8UD do LAFN é capaz de fornecer feixes iônicos de  $^1\text{H}$  a  $^{107}\text{Ag}$ , com dimensões e intensidade características de  $\text{mm}^2$  e  $10^{10} - 10^{12}$  partículas. $\text{s}^{-1}$ , respectivamente, permitindo transferências lineares de energia (*Linear Energy Transfer* - LET) superficiais em silício entre  $\sim 0.5 - 40$   $\text{MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{mg}^{-1}$ . Devido às características do feixe de partículas provido pelo acelerador Pelletron 8UD, o SAFIIRA foi projetado para tratar o feixe adequadamente de modo a permiti-lo atingir alta uniformidade (especialmente e energeticamente, dentro de 10%) e baixa intensidade na amostra sob irradiação. O SAFIIRA é capaz de fornecer feixes iônicos com dimensões




---

FIGURA 3.13: Quadrupolo como elemento óptico de feixe de partículas carregadas. Extraído de [69].

características de  $\sim 4 \text{ cm}^2$  e fluxos ajustáveis entre  $10^2 - 10^5 \text{ partículas.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$  na amostra. Para fornecer feixes pouco intensos e altamente uniformes, o SAFIIRA combina a técnica de desfocalização por quadrupolo com a técnica de espalhamento múltiplo.

Um quadrupolo no início do SAFIIRA é responsável pela maior parte da redução de intensidade do feixe, desfocalizando-o. Como elemento óptico de feixes de partículas carregadas, quadrupolos possuem a propriedade de focalização em um plano e desfocalização no plano ortogonal (Figura 3.13). Assim, quanto mais próximo do próprio quadrupolo o ponto focal é ajustado, maior é a desfocalização do feixe na câmara de irradiação e sua intensidade é reduzida. Apesar da desfocalização com quadrupolo permitir grande diminuição na intensidade do feixe e bom ganho uniformidade, a técnica de espalhamento é utilizada conjuntamente para possibilitar a dosimetria em tempo real do feixe durante uma irradiação, ganho em uniformidade, e redução de intensidade como efeito de segunda ordem.

O sistema de dosimetria do SAFIIRA basicamente consiste de duas componentes: dosimetria de fluxos intensos e dosimetria de baixos fluxos. Para a medida de fluxos intensos, utiliza-se um copo de Faraday na câmara de irradiação para a detecção de corrente de feixe. Para medida de baixos fluxos, utiliza-se a técnica de espalhamento para a calibração de detectores barreira de superfície de silício (*Silicon Surface Barrier* - SSB). Após ser desfocalizado pelo quadrupolo, o feixe de íons é espalhado por filmes finos de  $^{197}\text{Au}$  dispostos em duas câmaras de espalhamento consecutivas (vide Figura

3.12). A primeira câmara de espalhamento contém um SSB posicionado a  $30^\circ$  em ângulo frontal, utilizado para monitorar continuamente o fluxo de partículas. Para relacionar o fluxo recebido no SSB da primeira câmara de espalhamento com o fluxo de partículas no DUT, um SSB disposto na câmara de irradiação é utilizado na sua calibração. Um goniômetro de alta precisão, remotamente controlado, suporta o copo de Faraday e um SSB na câmara de irradiação, permitindo movimentar e alternar rapidamente a disposição desses elementos de dosimetria na posição de irradiação, perpendicular ao feixe. Por exemplo, durante a etapa de desfocalização, o copo de Faraday é disposto na posição de irradiação; na etapa de calibração, o SSB é disposto na posição de irradiação; durante os testes, o sistema de dosimetria é retirado da orientação do feixe afim de atingir diretamente o DUT.

Com relação à espessura relativa entre os filmes finos de  $^{197}\text{Au}$  da primeira e segunda câmara de espalhamento, maiores espessuras do primeiro filme predominam sobre a diminuição de intensidade do feixe de partículas na câmara de irradiação. Porém, maiores espessuras para o segundo filme predominam sobre o aumento de uniformidade espacial do feixe de partículas na câmara de irradiação. Deve-se ressaltar que somente a técnica de espalhamento múltiplo não é capaz de reduzir a intensidade do feixe provido pelo acelerador Pelletron 8UD para possibilitar estudos de efeitos de radiação em dispositivos eletrônicos. Mesmo realizando dois espalhamentos múltiplos consecutivamente, sendo  $I$  o fluxo de partículas no DUT e  $I_0$  o fluxo de partículas provido pelo acelerador Pelletron 8UD, a transmitância  $I/I_0 \gtrsim 10^{-4}$  que resulta é insuficiente para o propósito desejado [6]. Cuidado especial deve ser tomado na combinação de espessura escolhida para os filmes finos espalhadores, pois um compromisso mútuo deve ser satisfeito levando-se em conta a combinação íon-energia do feixe. Isso porque a adoção de filmes muito espessos resulta em redução de intensidade e aumento de uniformidade espacial (*straggling* angular), mas decorre excessiva perda de energia e sua indesejada degradação (*straggling* em energia). Por essa razão, é recomendado dispor um filme “fino” ( $\sim 0.5\text{--}0.7 \text{ mg.cm}^{-2}$ ) e um filme “grosso” ( $\sim 1.5\text{--}2.0 \text{ mg.cm}^{-2}$ ), intercambiáveis entre si, em cada uma das câmaras de espalhamento. A adequada combinação entre os filmes de  $^{197}\text{Au}$  permite que alta uniformidade e baixa intensidade seja alcançada para uma vasta gama de combinações íon-energia providas pelo acelerador Pelletron 8UD.

Para maiores detalhes sobre o SAFIIRA, incluindo detalhes de projeto, óptica iônica e eletrônica de aquisição, vide [6].

### 3.3 O Experimento

O objetivo principal deste trabalho é investigar efeitos destrutivos de radiação em transistores, particularmente, *Single-Event Burnouts* (SEBs). Transistores MOSFET são reconhecidamente a unidade transistora mais utilizada na eletrônica moderna e MOSFETs de potência podem estar sujeitos a diferentes tipos de SEEs, principalmente:

- não-destrutivos: *Single-Event Transients* (SETs);
- destrutivos: *Single-Event Burnout* (SEB) e *Single-Event Gate Rupture* (SEGR).

Devido ao fato de estarem sujeitos a efeitos de radiação que resultem em sinais de corrente elétrica pouco intensos, como SETs, e também em sinais de corrente elétrica extremamente intensos, como SEBs, MOSFETs de potência são excelentes candidatos para estudos de efeitos destrutivos de radiação em dispositivos eletrônicos e mecanismos de coleção de carga.

Para viabilizar medidas protetivas de eventuais *Single-Event Effects* (SEEs) destrutivos, como o SEB, um módulo contendo o protótipo para essa finalidade foi desenvolvido baseado nos métodos apresentados na Seção 3.1 (Figura 3.14). O circuito elétrico foi projetado para possibilitar medidas de SETs, medidas protetivas de SEBs e prevenir ocorrência de SEGR.

O objeto de estudo foi o transistor de potência IRLZ34NPbF<sup>8</sup> [57], um dispositivo candidato a sofrer efeitos de radiação, bem como efeitos sustentados por mecanismo avalanche devido aos campos elétricos intensos no interior do dispositivo ( $BV_{DS} = 55$  V). Resultados de microscopia eletrônica de varredura obtidos em estudos anteriores desse dispositivo [80], fornecem informação sobre a composição química e espessura das estruturas desse transistor. A espessura do chip do dispositivo totaliza  $330.37(10)$   $\mu\text{m}$ , mas a sua estrutura geométrica resulta em camadas de materiais de diferentes espessuras a depender da posição de incidência do íon energético do feixe de partículas. A geometria do transistor é do tipo *hexagonal* MOSFET (HEXFET) (vide Figura 3.15), em que células hexagonais são interconectadas paralelamente por uma camada de metalização. Essa geometria oferece alto adensamento ( $\sim 10^5$  células hexagonais por  $\text{cm}^2$ ) e resulta

---

<sup>8</sup>Agradecimentos especiais à Prof. Marcilei A. Guazzelli (Centro Universitário FEI), pela colaboração e concessão dos exemplares.

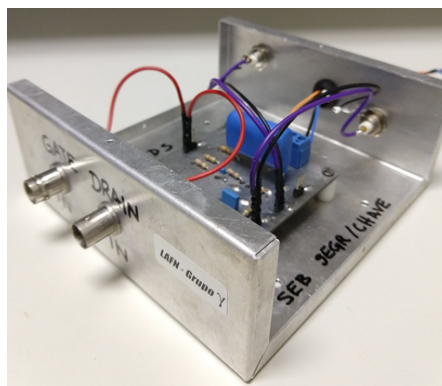


FIGURA 3.14: Módulo desenvolvido para medidas elétricas de efeitos de radiação em dispositivos eletrônicos.

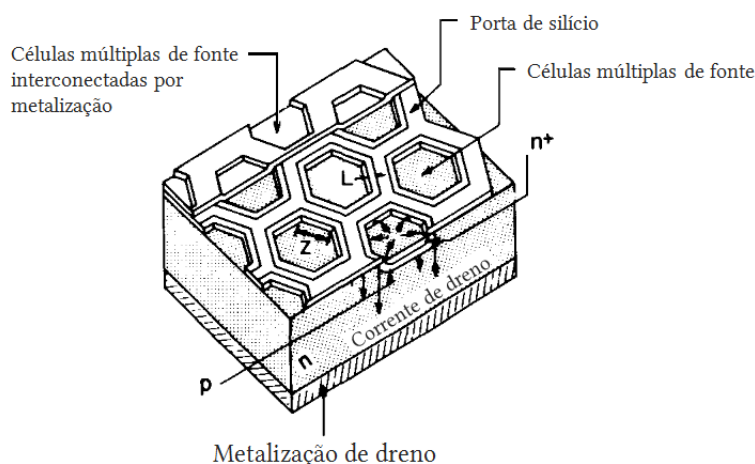


FIGURA 3.15: Estrutura de um transistor HEXFET. Adaptado de [41].

em baixos valores de  $R_{DS_{on}}$  [41]. Em razão de sua estrutura complexa, por simplicidade, adota-se que as camadas de metalização (Al) e passivação ( $SiO_2$ ) são laminares, possuindo espessura de  $0.82(7) \mu m$  e  $0.98(11) \mu m$ , respectivamente. Essas considerações foram utilizadas para os cálculos de transferência linear de energia (LET) no dispositivo.

O acelerador Pelletron 8UD foi utilizado para o provimento de feixe de íons pesados no SAFIIRA, sistema utilizado para a irradiação do dispositivo. Foram utilizados cátodos multi-elementais<sup>9</sup> para a produção das espécies iônicas mais pesadas disponíveis no laboratório, a saber:  $^{28}Si$ ,  $^{35}Cl$ ,  $^{48}Ti$ ,  $^{56}Fe$ ,  $^{63}Cu$  e  $^{107}Ag$ . O dispositivo IRLZ34NPbF foi submetido a irradiação no SAFIIRA sob ambiente de alto-vácuo ( $\sim 2 \times 10^{-6}$  Torr) para diferentes combinações íon-energia. Na Tabela 3.1 são apresentadas as características

<sup>9</sup>Agradecimentos especiais ao José Carlos de Abreu (DFN-USP), pela preparação dos cátodos multi-elementais e provimento de feixe durante todo o experimento.

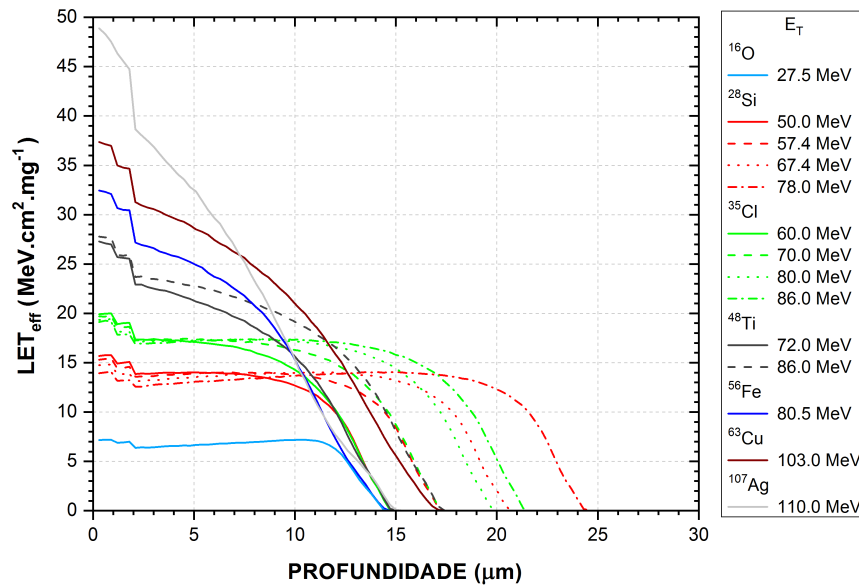


FIGURA 3.16:  $LET_{\text{eff}}$  em função da profundidade de penetração para as combinações íon-energia utilizadas com o dispositivo IRLZ34NPbF. Os degraus observados no início das curvas de LET estão associados às camadas de Al e  $SiO_2$  na superfície do dispositivo.

dos feixes iônicos utilizados no experimento deste trabalho. Nessa tabela, a energia de terminal ( $E_T$ ) corresponde à energia dos íons na entrada do SAFIIRA, após saírem do tanque acelerador. A energia efetiva<sup>10</sup> ( $E_{\text{eff}}$ ) corresponde à energia de irradiação no DUT, após o espalhamento múltiplo e perda de energia nos filmes finos de  $^{197}\text{Au}$ . O alcance efetivo dos íons<sup>11</sup> ( $R_{\text{eff}}$ ) e a LET superficial efetiva ( $LET_{\text{eff}}$ ) correspondem a essas respectivas grandezas considerando-se o freamento e perda de energia pelas camadas de metalização e passivação do dispositivo. O *software* SRIM foi utilizado na realização dos cálculos de  $E_{\text{eff}}$ ,  $R_{\text{eff}}$  e  $LET_{\text{eff}}$ . A Figura 3.16 apresenta as curvas de  $LET_{\text{eff}}$  em função da profundidade de penetração para as combinações íon-energia utilizadas neste trabalho.

O transistor IRLZ34NPbF foi previamente preparado para ser irradiado no SAFIIRA. Geralmente, os *chips* de transistores comerciais são encapsulados em um invólucro de epóxi cuja espessura supera o alcance dos feixes iônicos disponíveis no acelerador Pelletron 8UD. Por essa razão, para potencializar a capacidade de testes com o acelerador Pelletron 8UD, a camada de epóxi do transistor IRLZ34NPbF foi removida pelo processo de corrosão química, de modo a expor completamente o *chip* semiconductor

<sup>10</sup>À incerteza da energia efetiva é atribuído o desvio padrão da distribuição de partículas transmitidas pelos filmes finos de  $^{197}\text{Au}$  das câmaras de espalhamento obtidas pelo *software* SRIM.

<sup>11</sup>À incerteza do alcance é atribuído o *straggling* longitudinal obtido pelo *software* SRIM.

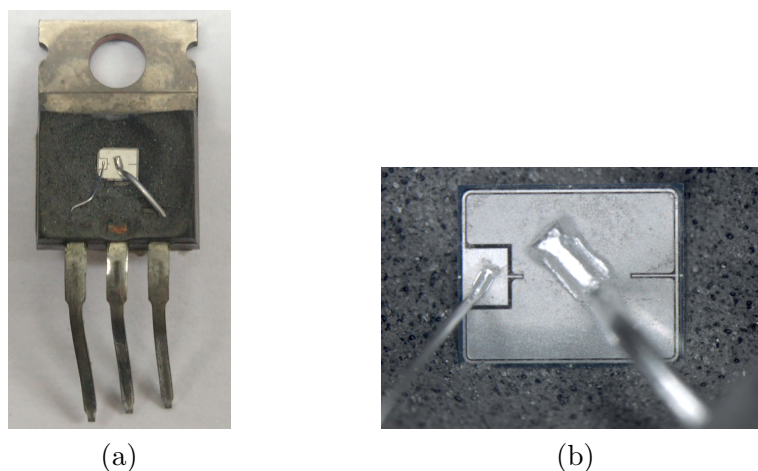


FIGURA 3.17: Transistor de potência IRLZ34NPbF desencapsulado para exposição do dispositivo semiconductor. A Figura 3.17a apresenta um dos transistores IRLZ34NPbF utilizados nos ensaios, cuja proteção de epóxi foi removida para a completa exposição do *chip*. A Figura 3.17b apresenta uma visão ampliada do *chip* de um transistor IRLZ34N<sup>13</sup>[81], cuja geometria é equivalente à dos transistores IRLZ34NPbF estudados neste trabalho.

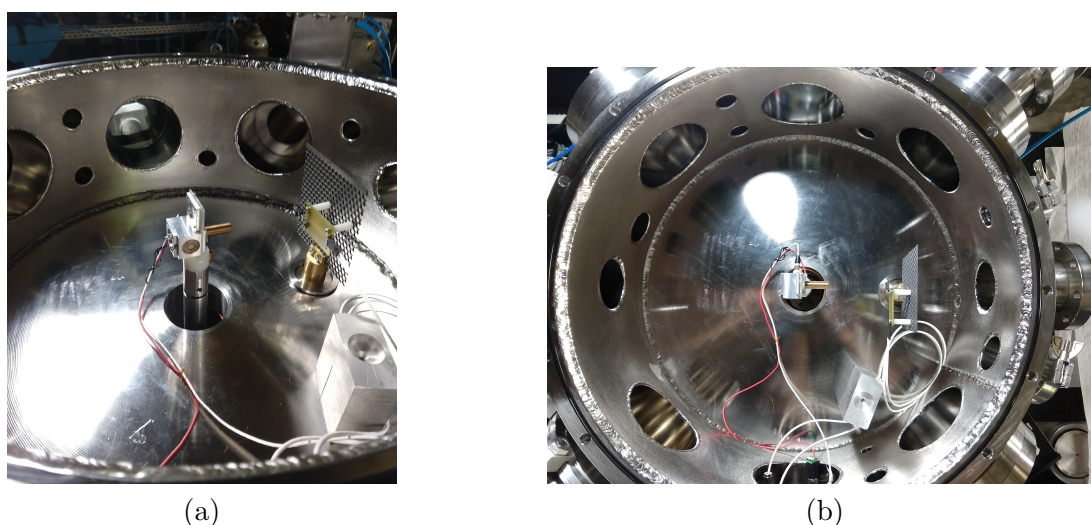


FIGURA 3.18: Transistor IRLZ34NPbF desencapsulado posicionado na câmara de irradiação do SAFIIRA. A Figura 3.18a apresenta uma visão em perspectiva da câmara de irradiação contendo o IRLZ34NPbF desencapsulado utilizado nos ensaios e alguns elementos de dosimetria do SAFIIRA, como SSB de calibração e copo de Faraday. A Figura 3.18b apresenta uma visão superior da câmara de irradiação contendo o dispositivo IRLZ34NPbF.

do dispositivo para os testes de irradiação<sup>12</sup> (vide Figura 3.17). Para a realização dos ensaios de SEE, o transistor IRLZ34NPbF desencapsulado foi posicionado na câmara de irradiação perpendicularmente ao feixe de partículas (vide Figura 3.18).

<sup>12</sup>Esse procedimento foi realizado pelos técnicos do Centro de Tecnologia da Informação Renato Archer

<sup>13</sup>Agradecimentos especiais ao Carlos Roberto Mendes de Oliveira (CTI-NAPE) pela corrosão e microscopia eletrônica dos dispositivos IRLZ34N.

A metodologia de testes foi definida em termos de fluência de partículas e o uso de baixos fluxos de partículas foi priorizado. Sempre que possível, foi adotado o fluxo de partículas padrão de  $\phi \sim 10^3$  partículas.cm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>. De fato, o valor médio dos fluxos de todos os testes realizados neste trabalho foi de  $\langle\phi\rangle = 4 \times 10^3$  partículas.cm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>. Durante os experimentos, o DUT foi mantido desligado, *i.e.*,  $V_{GS} = 0$  (Fonte de alimentação Keysight U8002A) e  $V_{DS} > 0$  (Fonte de alimentação Agilent E3612A). Iniciando de um valor predefinido de  $V_{DS}$ , o DUT fora irradiado no SAFIIRA até que a fluência de testes  $\Phi_{\min} = 10^6$  partículas.cm<sup>-2</sup> fosse atingida. Os eventuais sinais elétricos gerados durante o impacto de um íon foram atenuados a  $-20$  dB (Agilent 355D VHF, 1 GHz de largura de banda) e suas formas de onda foram registradas por um osciloscópio digital (Rohde & Schwarz RTE 1104, 5 GSa.s<sup>-1</sup> e 1 GHz de largura de banda). A partir do número de sinais elétricos detectados para uma dada fluência, as seções de choque dos respectivos eventos foram calculadas. Ao fim de um *run* de teste para a tensão  $V_{DS}$  previamente estabelecida,  $V_{DS}$  fora incrementada e um novo *run* de teste de irradiação fora repetido até que o valor nominal  $BV_{DS}$  fosse atingido. Um fluxograma da metodologia de testes é apresentada na Figura 3.19. Essa sequência de testes foi repetida para cada uma das combinações íon-energia apresentadas na Tabela 3.1. Ao total do experimento, dois transistores de potência IRLZ34NPbF desencapsulados foram utilizados. O primeiro transistor foi utilizado como amostra para o estudo de *Single-Event Effects*. Assim, estimativas e inferências estatísticas das propriedades físicas do objeto de estudo foram realizadas através de medidas experimentais obtidas de uma única amostra. Um segundo transistor foi utilizado na caracterização do arranjo eletrônico desenvolvido. Esse dispositivo foi utilizado para verificar como o valor nominal do resistor de proteção  $R_P$  adotado e como o fluxo  $\phi$  de partículas utilizado durante os testes podem influenciar medidas de SEBs.

-

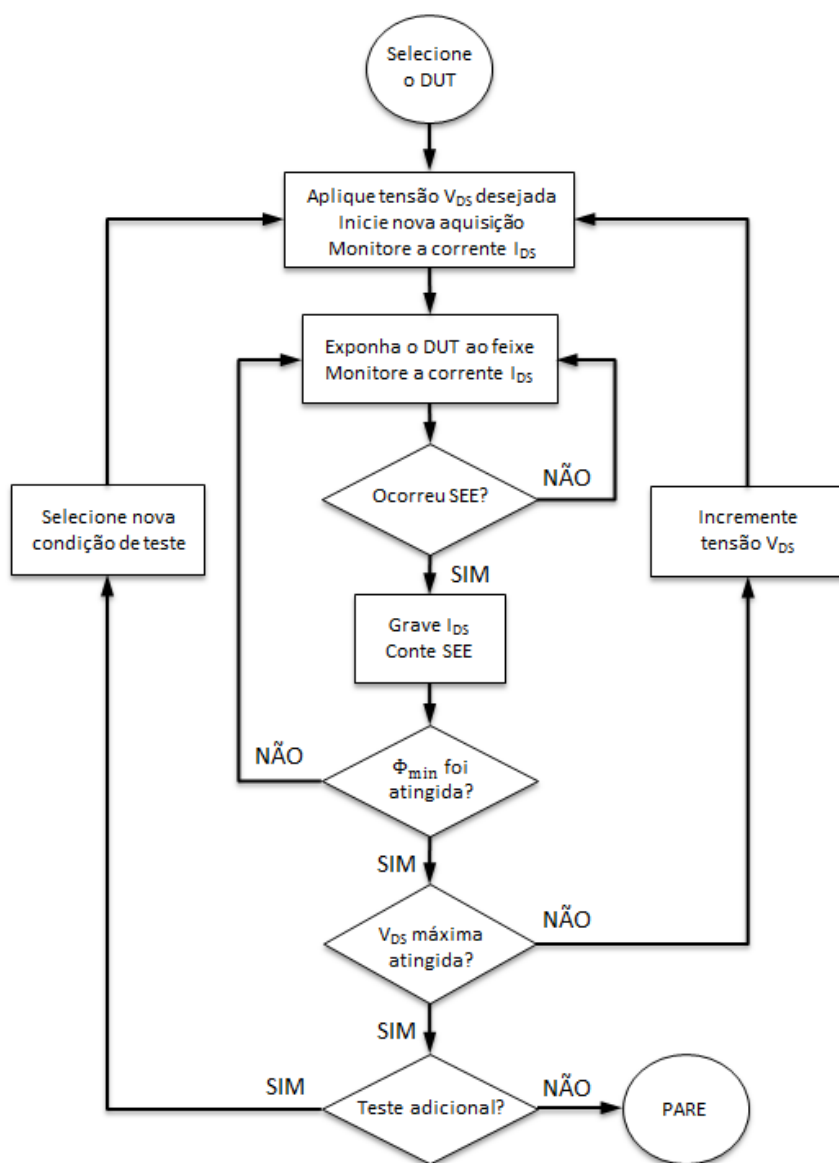


FIGURA 3.19: Metodologia de testes de SEE. Adaptado de [82].

TABELA 3.1: Características de feixe iônico para experimentos de SEE no transistor IRLZ34NPbF. A tabela apresenta a energia de terminal ( $E_T$ ), a energia de irradiação efetiva no DUT ( $E_{\text{eff}}$ ), o alcance efetivo dos íons no interior do dispositivo ( $R_{\text{eff}}$ ), e a LET superficial efetiva ( $\text{LET}_{\text{eff}}$ ).

Espécie Iônica	$E_T$ (MeV)	$E_{\text{eff}}$ (MeV)	$R_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\text{LET}_{\text{eff}}$ ( $\text{MeV}\cdot\text{cm}^2\cdot\text{mg}^{-1}$ )
$^{16}\text{O}$	27.5	20.74(13)	13.9(3)	6.4
$^{28}\text{Si}$	50.0	41.16(15)	14.2(3)	13.9
	57.4	48.71(15)	16.7(3)	13.6
	67.4	58.9(3)	20.1(3)	13.1
	78.0	69.82(15)	23.8(3)	12.6
$^{35}\text{Cl}$	60.0	48.69(19)	14.1(3)	17.4
	70.0	58.76(22)	16.7(4)	17.3
	80.0	68.9(4)	19.2(3)	17.1
	86.0	74.96(17)	20.8(4)	16.9
$^{48}\text{Ti}$	72.0	59.0(3)	14.2(3)	22.9
	86.0	72.72(21)	16.7(4)	23.7
$^{56}\text{Fe}$	80.5	65.0(7)	13.8(5)	27.2
$^{63}\text{Cu}$	103.0	85.0(4)	16.3(5)	31.3
$^{107}\text{Ag}$	110.0	86.2(1.6)	14.0(7)	38.7



## Capítulo 4

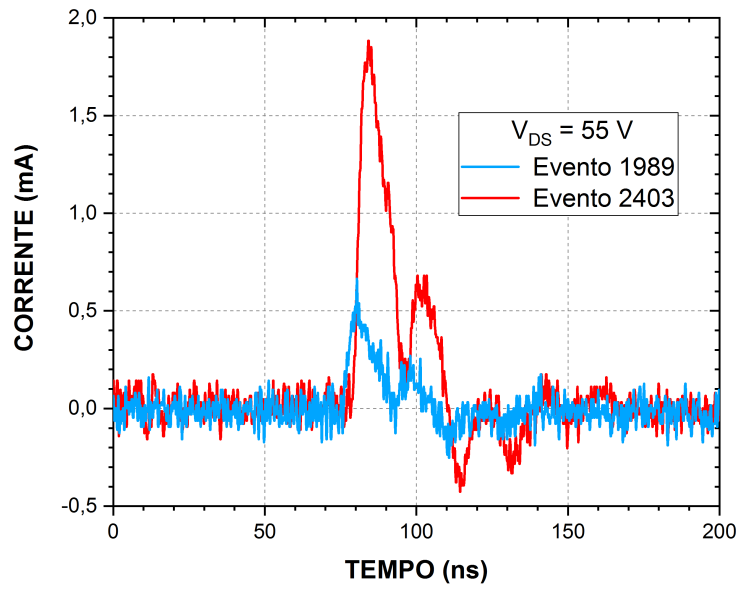
# Resultados

*Neste capítulo são apresentados os resultados experimentais dos Single-Event Effects no transistor de potência de interesse através de irradiação com feixes de íons pesados. As duas diferentes classes de erros verificados, Single-Event Transients e Single-Event Burnouts, são discutidas com base em suas medidas de seção de choque e, posteriormente, através da análise de espectroscopia de carga dos sinais adquiridos. Ao fim do capítulo são realizadas discussões sobre o circuito elétrico protetivo utilizado nas medidas indiretas de efeitos destrutivos de radiação.*

Durante a exposição do DUT a feixes de íons pesados, foi verificada a súbita mudança de seu estado desligado para o estado ligado, em que o dispositivo habilitava a condução de corrente elétrica. Testes preliminares confirmaram que a mudança de estado do DUT era unicamente ocasionada pela exposição ao feixe de partículas. Eventuais mudanças de estado do DUT foram continuamente monitoradas e, durante as tomadas de dados, duas classes distintas de sinais elétricos íon-induzidos foram observadas. Foi atribuída a natureza de *Single-Event Transient* (SET) aos sinais de menor amplitude de corrente elétrica ( $\sim$  mA), enquanto foi atribuída a natureza de *Single-Event Burnout* (SEB) aos sinais de maiores amplitudes de corrente elétrica ( $\sim$  A). Verificou-se que, de maneira geral, a partir de valores de  $V_{DS}$  mais baixos, eventos do tipo SET apresentavam-se como predominantes, enquanto sinais correspondentes a eventos candidatos a SEB sequer ocorriam ou eram muito raros. Conforme o aumento de  $V_{DS}$ , sinais correspondentes a candidatos a SEB tornavam-se cada vez mais frequentes, até predominarem sobre a

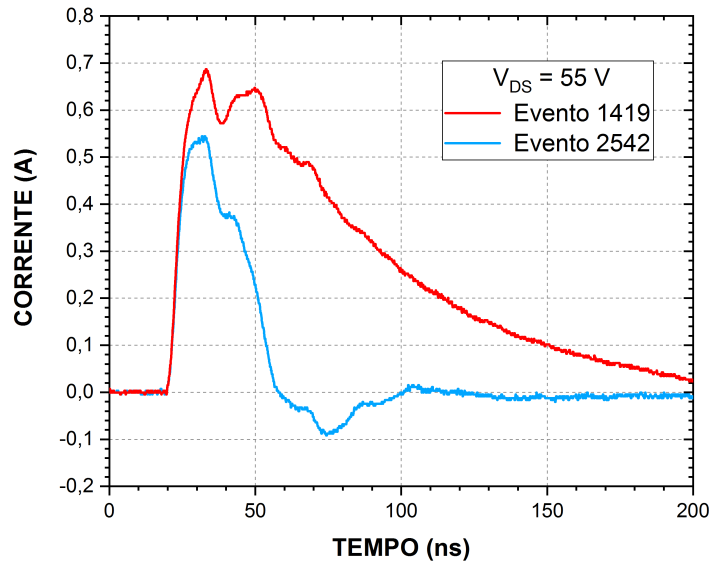
frequência de eventos do tipo SET. A única exceção ocorreu para os testes realizados com feixe de  $^{16}\text{O}$  ( $E_T = 27.5$  MeV), em que nenhum tipo de SEE foi verificado para a fluência de testes de  $\Phi_{\min} = 10^6$  partículas.cm $^{-2}$ . Conforme pode ser observado na Figura 3.16, até cerca de 12  $\mu\text{m}$  a LET do feixe de  $^{16}\text{O}$  é a menor dentre as combinações íon-energia utilizadas. Para efeito comparativo, a Figura 4.1 apresenta os diferentes tipos de sinais de corrente elétrica observados, atribuídos a diferentes classes de SEEs: SETs e candidatos a SEBs. Nessa figura, são apresentados os sinais de maior e menor amplitude observados em cada um de seus respectivos *runs*.

**Single-Event Transients:  $^{35}\text{Cl}$  ( $E_T = 70.0$  MeV)**



(a)

**Single-Event Burnouts:  $^{35}\text{Cl}$  ( $E_T = 70.0$  MeV)**



(b)

FIGURA 4.1: Sinais elétricos de SEEs observados em um mesmo *run* no transistor IRLZ34NPbF ( $V_{DS} = 55$  V) sob irradiação por feixe de  $^{35}\text{Cl}$  de  $E_T = 70$  MeV . A Figura 4.1a apresenta sinais de corrente elétrica de SETs, enquanto a Figura 4.1b apresenta sinais de corrente elétrica de eventos candidatos a SEBs. Nota-se grande diferença na amplitude de corrente elétrica envolvida nessas diferentes classes de eventos, bem como na forma de pulso característica desses sinais.

## 4.1 Single-Event Transients

Na tentativa de estabelecer uma melhor compreensão sobre a natureza dos eventos supostamente distintos observados, foi avaliado o comportamento da seção de choque de SETs,  $\sigma(\text{SET})$ , em função de  $V_{\text{DS}}$ . Pelo fato de que SETs não são o foco deste trabalho, o comportamento de  $\sigma(\text{SET})$  em função de  $V_{\text{DS}}$  foi estudado para apenas uma única combinação íon-energia, a saber,  $^{35}\text{Cl}$  de  $E_{\text{T}} = 70$  MeV. Com isso, visamos apenas uma análise qualitativa acerca do fenômeno transiente. As medidas de seção de choque de SEE para essa condição foram realizadas em duas tomadas de dados distintas. Visto a dificuldade de estabelecer o *trigger* somente para sinais de SET, na primeira tomada de dados foram medidos sinais de SEB e SET, concomitantemente. Na segunda tomada de dados, foram medidos apenas sinais de SEB. No desenvolvimento a seguir, denominaremos  $\sigma(\text{SET} \cup \text{SEB})$  a seção de choque de eventos detectados ou do tipo SET ou do tipo SEB, e, por ora, denominaremos  $\sigma(\text{SEB})$  a seção de choque de eventos apenas do tipo SEB.

A Figura 4.2 apresenta a evolução dessas seções de choque em função do aumento de tensão  $V_{\text{DS}}$  para duas séries de dados estatisticamente independentes. Como pode-se notar nessa figura, enquanto SET são predominantes para quando  $V_{\text{DS}} \sim 47$  V, eventos candidatos a SEB começam a se manifestar a partir desse valor de tensão limiar. Utilizaremos, como hipótese, que  $\sigma(\text{SEB})$  em função de  $V_{\text{DS}}$  sempre obedece à distribuição de falhas cumulativa de Weibull.

Através de análise posterior dos arquivos obtidos nas tomadas de dados de  $\sigma(\text{SET} \cup \text{SEB})$ , as  $\sigma(\text{SET})$  foram calculadas. Todos os sinais registrados nos arquivos de aquisição das medidas de  $\sigma(\text{SET} \cup \text{SEB})$  foram lidos individualmente, os sinais característicos de SETs e SEBs foram discriminados entre si, e, por fim, foi realizada a contagem do número de eventos de SETs em cada *run*, possibilitando o cálculo de  $\sigma(\text{SET})$ . Por essa razão, ressalta-se que medidas de  $\sigma(\text{SET} \cup \text{SEB})$  e  $\sigma(\text{SET})$  não são estatisticamente independentes entre si. Entretanto, o procedimento adotado permite ilustrar a evolução da seção de choque para os SEEs distintos observados.

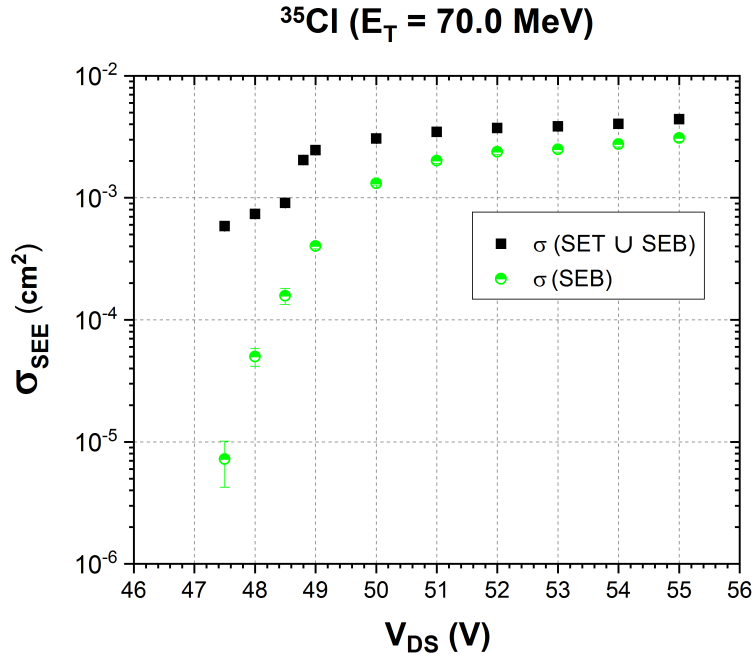


FIGURA 4.2: Dependência de  $\sigma(\text{SET} \cup \text{SEB})$  e  $\sigma(\text{SEB})$  com a tensão  $V_{DS}$ . As seções de choque  $\sigma(\text{SET} \cup \text{SEB})$  foram obtidas através do registro tanto de eventos do tipo SET como de eventos candidatos a SEB. As seções de choque  $\sigma(\text{SEB})$  foram obtidas através do registro de eventos candidatos a SEB unicamente.

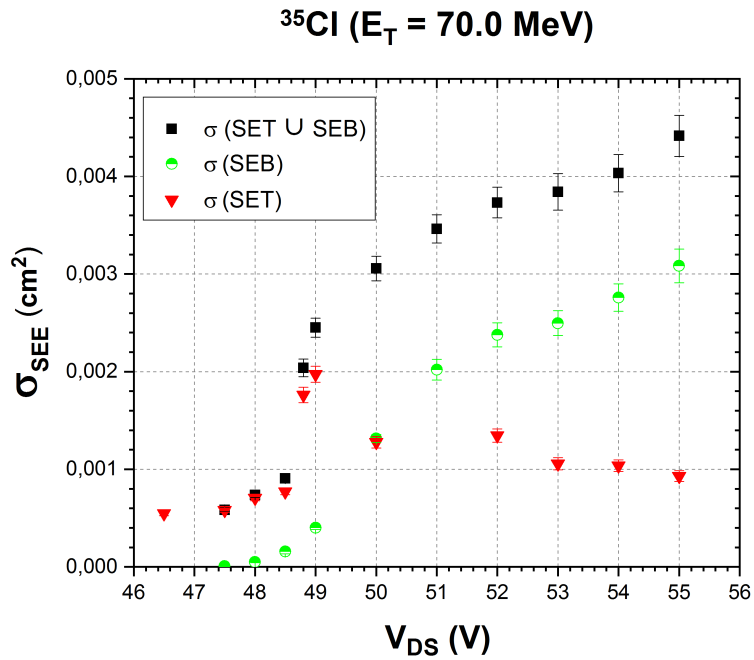


FIGURA 4.3: Dependência de  $\sigma(\text{SET} \cup \text{SEB})$ ,  $\sigma(\text{SEB})$  e  $\sigma(\text{SET})$  com a tensão  $V_{DS}$ . Em comparação à Figura 4.2, os dados são apresentados em escala linear.

A Figura 4.3 apresenta o comportamento das seções de choque  $\sigma(\text{SET})$ ,  $\sigma(\text{SEB})$  e  $\sigma(\text{SET} \cup \text{SEB})$  em função de  $V_{\text{DS}}$  em escala linear. Mesmo com o aumento de  $V_{\text{DS}}$ ,  $\sigma(\text{SET})$  permanece aproximadamente constante, enquanto  $\sigma(\text{SEB})$  aumenta gradualmente com o acréscimo de  $V_{\text{DS}}$ . A verificação desse comportamento é consistente com os mecanismos físicos esperados para eventos do tipo SET e SEB. Aos eventos do tipo SET, atribui-se a breve ativação do BJT parasita do DUT, que ocorre se o número de pares elétron-lacuna gerados pela penetração do íon no DUT é tal que se constitua uma corrente de lacunas pela base capaz de polarizar diretamente a junção base-emissor e a injeção de elétrons ocorra. Sendo assim, é esperado que a ativação do BJT parasita seja um efeito majoritariamente dependente do traço de ionização da combinação íon-energia utilizada em teste e, portanto, da LET. Aos eventos candidatos a SEB, atribui-se o mecanismo avalanche induzido por corrente, que, por sua vez, é altamente dependente da tensão  $V_{\text{DS}}$  aplicada.

Feitas essas observações, sustenta-se a hipótese inicial de que os sinais observados, previamente atribuídos a SETs e candidatos a SEBs, possuem natureza distinta e, como tal, devem ser engatilhados por mecanismos físicos diferentes. Apesar deste trabalho prosseguir adotando essa inferência, deve-se lembrar que o comportamento verificado para as seções de choque de SETs em função da tensão  $V_{\text{DS}}$  foi obtido através do estudo de uma única combinação íon-energia e estendemos aqui, por hipótese, sua validade para outras combinações. Para uma melhor compreensão do comportamento aqui descrito, estudos com outras combinações íon-energia são sumariamente necessários para testar a generalidade e validar, ou não, essa inferência.

## 4.2 Single-Event Burnouts

Seções de choque de candidatos a SEB foram medidas para diversas combinações íon-energia disponíveis no LAFN-USP. Dos feixes utilizados (ver Tabela 3.1), não foram observados SEEs de nenhum tipo para o feixe de  $^{16}\text{O}$  de  $E_{\text{T}} = 27.5$  MeV, como citado anteriormente. Para a combinação seguinte,  $^{28}\text{Si}$  de  $E_{\text{T}} = 50.0$  MeV, foram observados SEBs à tensão  $V_{\text{DS}} = BV_{\text{DS}} = 55$  V, porém com uma seção de choque muito baixa. Os dados de todas as medidas de seção de choque de SEB,  $\sigma_{\text{SEB}}$ , são apresentadas na Figura 4.4. Grosso modo, feixes iônicos de maior energia e maior número atômico resultam na observação de SEBs a partir de valores mais baixos de tensão de operação  $V_{\text{DS}}$ .

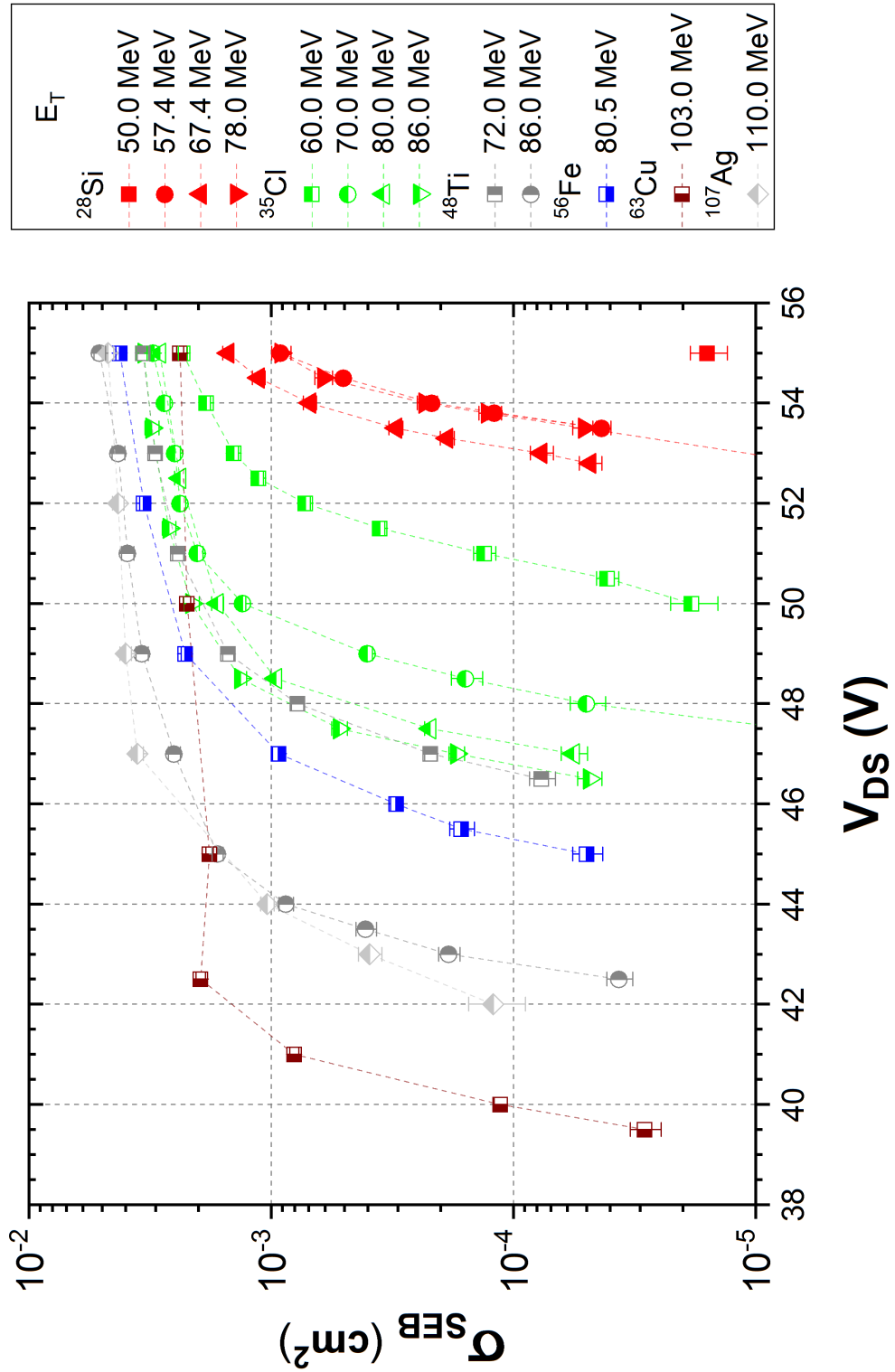


FIGURA 4.4: Medidas de seções de choque de SEB,  $\sigma_{SEB}$ , em função de  $V_{DS}$  para diversas espécies iônicas disponíveis no LAFN-USP.

Em comparação a medidas típicas de SEE não-destrutivos, em que a seção de choque é representada em função da LET, duas importantes diferenças são observadas no comportamento das seções de choque de SEB em função de sua suposta métrica principal  $V_{DS}$ . As diferenças observadas estão associadas com a representação dos principais parâmetros críticos de interesse de uma qualificação de dispositivo: a seção de choque de saturação e a métrica de limiar desses eventos. Com respeito à seção de choque de saturação, como se pode notar na Figura 4.4, ao contrário de testes de SEE não-destrutivos, diferentes combinações íon-energia resultam em diferentes seções de choque de saturação aparente. A priori, do ponto de vista geométrico, a seção de choque de saturação deveria ser a mesma para quaisquer espécies íon-energia utilizadas. Com respeito à métrica de limiar para a observação de eventos do tipo SEB, nota-se que os valores aparentes de tensão de limiar  $V_{DS_{th}}$  não apresentam proporção direta com  $LET_{eff}$  (ver Tabela 3.1), ou sequer com  $E_{eff}$  e  $R_{eff}$  para as combinações íon-energia utilizadas. Apesar disso, é verificado o comportamento geral de que o aumento de LET é capaz de induzir SEBs a valores cada vez menores de  $V_{DS}$ , enquanto a área de seção de choque de saturação se mantém relativamente constante (vide Figuras 2.4 e 2.3b).

A tensão de limiar para a qual se inicia a observação de falhas destrutivas induzidas por íons pesados ( $V_{DS_{th}}$ ) e a seção de choque de saturação ( $\sigma_{sat}$ ) desses eventos são as grandezas físicas de interesse em ensaios de efeitos destrutivos do tipo SEB. Até o momento, não há consenso na escolha da distribuição de falhas adequada para modelar efeitos destrutivos causados por radiação. Para aferirmos valores estatisticamente adequados para as grandezas  $V_{DS_{th}}$  e  $\sigma_{sat}$  a serem obtidas através dos dados experimentais, adotaremos a distribuição de Weibull na modelagem através dos seguintes argumentos: em caráter estatístico, a natureza aleatória de um feixe de partículas é, para todos os propósitos, assumida ser regida pela distribuição de Poisson. Por conseguinte, uma distribuição Gama é aplicada apropriadamente em sistemas sujeitos a ambientes de choques aleatórios gerados de acordo com a distribuição de Poisson. Enquanto isso, a distribuição Weibull é apropriada para a modelagem de falhas quando um sistema é composto por um grande número de componentes idênticos, que devem funcionar simultaneamente para que o dispositivo seja considerado operante, e que podem independentemente estar sujeitos a falhas de acordo com a distribuição Gama [17]. A distribuição de Weibull tem sido largamente utilizada na análise de confiabilidade de dispositivos semicondutores e, fisicamente, a consideramos adequada para os propósitos deste trabalho haja vista a

tecnologia de construção do dispositivo estudado. A estrutura HEXFET do transistor IRLZ34NPbF, apresentada na Seção 3.3, é composta por células hexagonais idênticas que, interconectadas por metalização, atuam em operação conjunta e simultânea.

Tendo como premissa a validade da distribuição de Weibull para os dados de SEB apresentados na Figura 4.4, ajustes dessa função foram realizados para cada uma das combinações íon-energia utilizadas afim de se obter  $V_{DS_{th}}$ . Entretanto, deve-se ressaltar que os valores de saturação obtidos por cada um dos ajustes não representam a grandeza física  $\sigma_{sat}$  desejada. A seção de choque de saturação  $\sigma_{sat}$  deve ser única, não pode ser confundida com a máxima seção de choque observada para uma única combinação íon-energia, e não há sentido em atribuir a ela algum valor obtido pelos ajustes dos dados experimentais individuais. Além disso, sendo um parâmetro geométrico, seu valor absoluto deve independer da combinação íon-energia utilizada, devendo ser obtida, em princípio, através de todos os dados experimentais conjuntamente. Revisitando a Figura 4.3, a escala linear permite observar com clareza que  $\sigma_{SEB}$  podem não apresentar saturação aparente mesmo para a tensão máxima de testes adotada. Por questões de segurança elétrica do DUT, não foram realizados testes de radiação a tensões acima do valor nominal de *breakdown*  $BV_{DS} = 55$  V. Devido à dificuldade inerente de se obter uma boa estimativa para  $\sigma_{sat}$ , trataremos, por ora, do comportamento observado para a seção de choque de SEB na tensão de *breakdown*  $\sigma_{SEB}(BV_{DS})$ . As Figuras 4.5 e 4.6 sumarizam os resultados obtidos em primeira análise para o comportamento da tensão limiar de falha de SEB  $V_{DS_{th}}$  e a seção de choque de SEB na tensão de *breakdown*  $\sigma_{SEB}(BV_{DS})$ , ambos em função da transferência de energia superficial efetiva  $LET_{eff}$ . Dessas figuras, nota-se que os comportamentos obtidos assemelham-se aos relatados previamente na literatura [25, 27]. A tensão de falha de SEB  $V_{DS_{th}}$  apresenta comportamento assintótico quando apresentada em função da LET superficial (Figura 2.4), enquanto a seção de choque  $\sigma_{SEB}(BV_{DS})$  apresenta uma aguda variação a baixas LETs (Figura 2.3a).

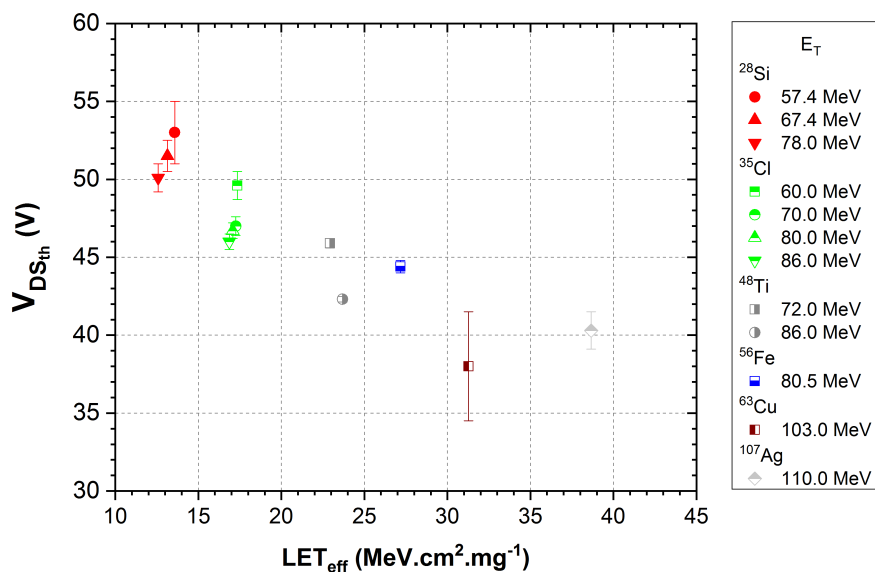


FIGURA 4.5: Comportamento assintótico da tensão limiar de falhas de SEB ( $V_{DS_{th}}$ ) em função da LET superficial efetiva ( $LET_{eff}$ ).

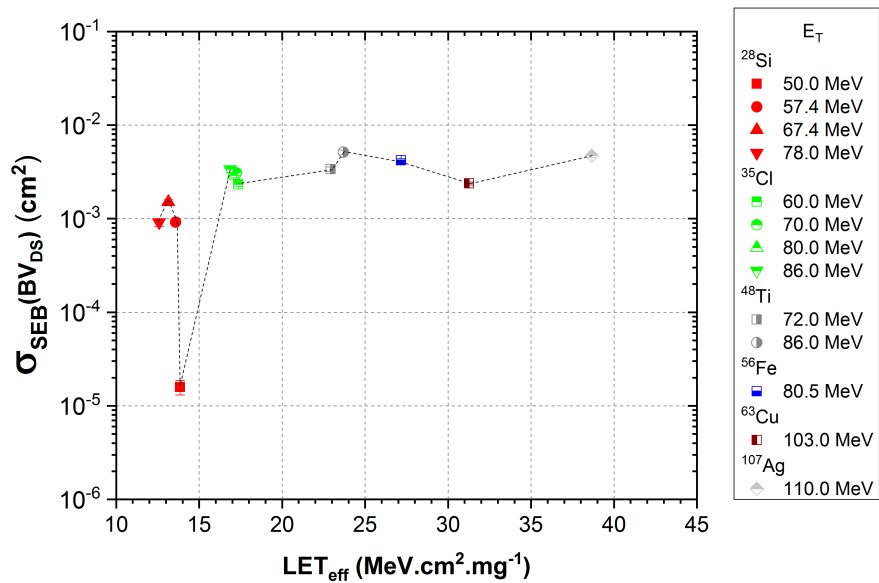


FIGURA 4.6: Variações da seção de choque de SEB na tensão de *breakdown* ( $\sigma_{SEB}(BV_{DS})$ ) em função da LET superficial efetiva ( $LET_{eff}$ ).

No caso de SEEs não-destrutivos, a LET superficial efetiva é a grandeza física historicamente utilizada como a principal métrica de efeitos de radiação. Boa parte das instalações de testes de SEE com aceleradores de partículas dispõem de energias maiores que as permitidas com o acelerador Pelletron 8UD, de maneira que o alcance dos íons obtidos nessas instalações também é substancialmente maior. Nessas condições, devido ao grande alcance do íons, a LET no início do *chip* de silício é basicamente a mesma nos primeiros microns de penetração do íon. Assim, mesmo no caso em que a região sensível está alguns microns abaixo da superfície de silício do DUT estudado, para todos os propósitos, a LET superficial continua sendo uma boa métrica. No caso do acelerador Pelletron 8UD, a LET só permanece razoavelmente constante nos primeiros microns de silício para os íons utilizados de menores números atômicos e maiores energias (vide Figura 3.16). Portanto, no caso em que a região sensível a SEBs do DUT está localizada alguns microns abaixo da superfície de silício, a LET superficial efetiva não é necessariamente uma boa métrica - principalmente para íons de maior número atômico. A seguir, utilizando os resultados experimentais das seções de choque de SEBs, apresenta-se um método para estimativa da profundidade da região sensível com base em considerações de poder de freamento.

#### 4.2.1 Região Sensível

Geralmente, em testes de SEEs não-destrutivos realizados em baixa tensão, o comportamento da seção de choque em função da LET na interface da região sensível se apresenta como uma distribuição Weibull. Mesmo para mais altas tensões mantidas fixas durante um teste, é razoável esperar que  $\sigma_{\text{SEB}}$  possua alguma dependência com a energia depositada pelo íon incidente ( $\propto$  LET) na interface da região sensível. Especialmente quando  $V_{\text{DS}} = BV_{\text{DS}} = 55$  V, as medidas experimentais de  $\sigma_{\text{SEB}}$  (Figura 4.4) apresentam uma interessante informação a respeito do fenômeno. A esse valor de tensão fixado, feixes de  $^{28}\text{Si}$  com energias de  $E_{\text{T}} = 57.4$  MeV e  $E_{\text{T}} = 78.0$  MeV apresentam valores compatíveis de  $\sigma_{\text{SEB}}$  no intervalo de confiança de  $1\sigma$  (um desvio-padrão). Tendo como base essas informações, na tentativa de estimar a profundidade da região sensível do DUT de interesse, em primeira aproximação, é preciso ter como premissa:

- 1) A uma mesma tensão  $V_{\text{DS}}$ , a seção de choque de SEBs está intimamente relacionada com a perda de energia do projétil pelo processo de ionização na interface de

uma região sensível. Essa relação deve apresentar comportamento de uma função Weibull;

- 3) A LET na aproximação irrestrita é proporcional à perda de energia do projétil pelo processo de ionização;
- 4) Toda a energia depositada pelo projétil é unicamente convertida em cargas de ionização;
- 5) Consequências de estrutura de traço iônico são desprezadas.

Assim, para o caso dos feixes de  $^{28}\text{Si}$  com energias de  $E_T = 57.4$  MeV e  $E_T = 78.0$  MeV, presume-se a existência de uma região em que a deposição de energia pelo processo de ionização é equivalente para essas duas energias utilizadas. Verificada a existência dessa região, na aproximação de pequenas distâncias, pode-se considerar  $dE/dx \approx \Delta E/\Delta x$  para realizar um ajuste de reta para cada uma dessas curvas de LET em função da profundidade. Admite-se o ponto de intersecção das retas ajustadas como a profundidade da região sensível  $R_{\text{sens}}$  para esses íons. Através da visão ampliada das curvas de LETs dos íons de  $^{28}\text{Si}$  de  $E_T = 57.4$  MeV e  $E_T = 78.0$  MeV, verifica-se de fato a existência da intersecção de suas LETs na profundidade de aproximadamente  $10 \mu\text{m}$ . A Figura 4.7 apresenta o resultado do procedimento de estimativa relatado acima quando realizado para os íons de  $^{28}\text{Si}$  de energias  $E_T = 57.4$  MeV e  $E_T = 78.0$  MeV. É interessante notar que consistência é adquirida entre  $\sigma_{\text{SEB}}(BV_{\text{DS}})$  e a  $\text{LET}_{\text{eff}}$  na região sensível estimada também para as outras energias de  $^{28}\text{Si}$ .

Tendo como resultado uma estimativa para a região sensível  $R_{\text{sens}} = 10.1(5) \mu\text{m}$ , pode-se calcular a LET efetiva para cada uma das combinações íon-energia nesse ponto. A Figura 4.8 apresenta  $\sigma_{\text{SEB}}(BV_{\text{DS}})$  em função dessa nova LET efetiva tomada na região sensível. Em comparação à Figura 4.6, o comportamento de  $\sigma_{\text{SEB}}(BV_{\text{DS}})$  tende a recuperar uma forma de distribuição de Weibull mais suave e as agudas variações a baixas LETs são suprimidas.

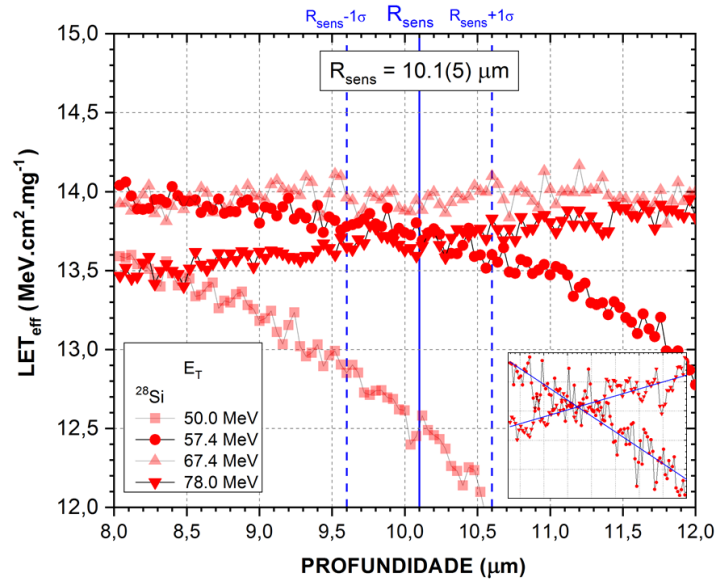


FIGURA 4.7: Estimativa de profundidade da região sensível através de curva de ionização obtida com o *software* SRIM.

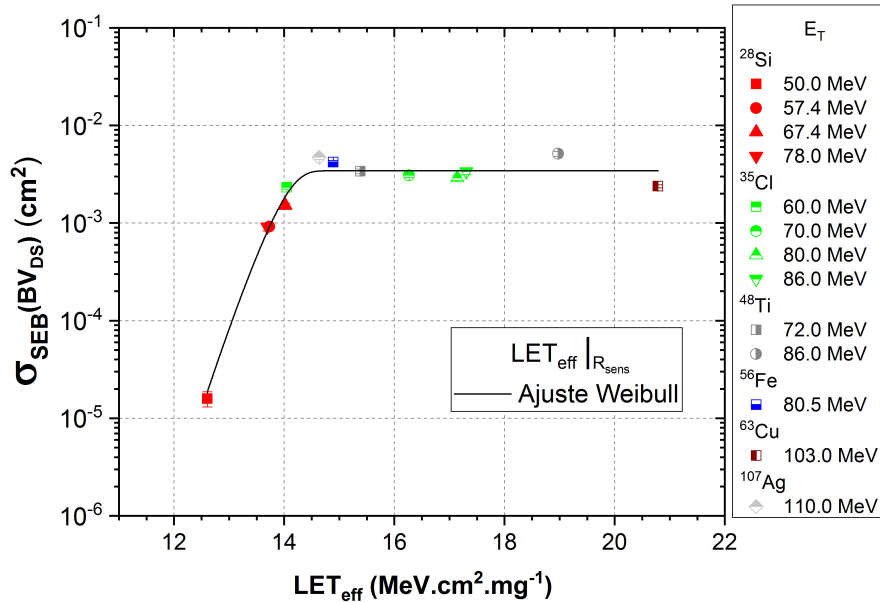


FIGURA 4.8: Suavização do comportamento da seção de choque de SEB na tensão de *breakdown*,  $\sigma_{SEB}(BV_{DS})$ , em função da LET efetiva,  $LET_{eff}$ , tomada na região sensível, localizada na profundidade  $R_{sens} = 10.1(5) \mu m$ .

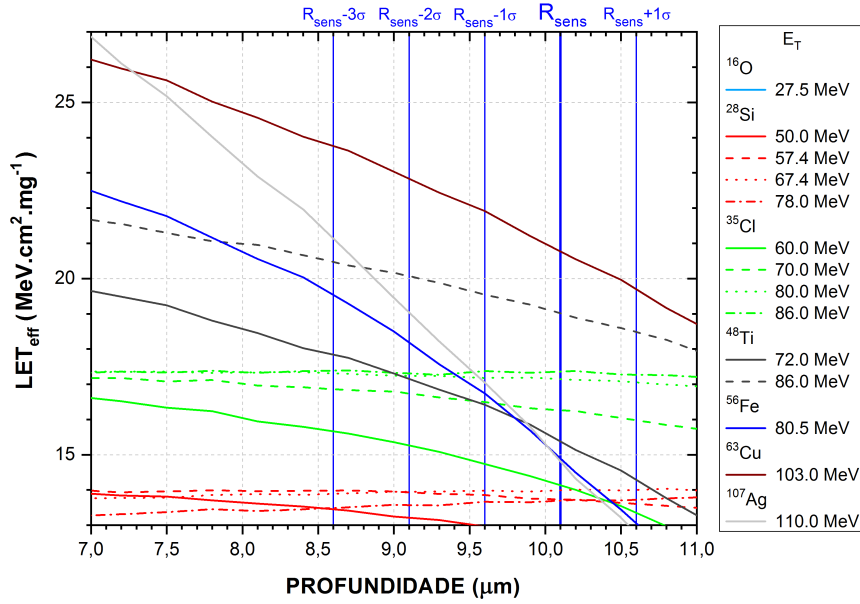


FIGURA 4.9: Visão ampliada da LET<sub>eff</sub> em função da profundidade de penetração nas proximidades da região sensível  $R_{sens}$  estimada.

É relatado na literatura que a região mais sensível a SEBs localiza-se na interface entre a camada epitaxial  $n^-$  e o substrato  $n^+$  [54]. Em comparação às informações de engenharia disponíveis para transistores bipolares e MOSFETs [46, 47], o valor estimado para  $R_{sens}$  é factível. Além da LET<sub>eff</sub> na região sensível estimada, foram realizadas tentativas no estabelecimento de relações entre a  $\sigma_{SEB}(BV_{DS})$  medida experimentalmente e carga depositada, porém sem êxito. Para as combinações íon-energia utilizadas, atestou-se que relacionar  $\sigma_{SEB}(BV_{DS})$  à carga depositada somente em silício até  $R_{sens}$  é aproximadamente equivalente a relacioná-la com a LET<sub>eff</sub> na superfície inicial de silício; considerar a carga depositada em silício em torno de até  $3\sigma$  de  $R_{sens}$  é, quanto ao comportamento, aproximadamente equivalente a relacionar  $\sigma_{SEB}(BV_{DS})$  com a LET<sub>eff</sub> na posição  $R_{sens}$ . A Figura 4.9 apresenta uma visão ampliada das curvas de LET<sub>eff</sub> em torno da região sensível estimada.

Embora a estimativa da região sensível recupere aproximadamente uma relação Weibull entre  $\sigma_{SEB}(BV_{DS})$  e a LET<sub>eff</sub>, a qualidade estatística do ajuste não permite inferências sobre a seção de choque de saturação aparente. Do ajuste não-linear dessa série de dados resultam incertezas que superam em módulo os valores dos parâmetros de ajuste obtidos. Por haver poucas medidas experimentais próximas à LET limiar e

devido às pequenas variações na saturação aparente, a qualidade do ajuste realizado não permite inferências estatísticas. Contudo, isso não descarta a validade qualitativa dos resultados obtidos através da estimativa de uma região sensível para o dispositivo estudado.

### 4.2.2 Seção de Choque de Saturação

Uma dificuldade em estabelecer uma inferência para a seção de choque de saturação de eventos de SEB  $\sigma_{sat}$  está relacionada com a dispersão dos dados em torno da saturação aparente de  $\sigma_{SEB}(BV_{DS})$  apresentada na Figura 4.8. A Figura 4.3, por exemplo, mostra que algumas tomadas de dados podem não apresentar saturação aparente, mesmo à tensão  $BV_{DS}$ . Entretanto, quanto maior o valor verificado para  $\sigma_{SEB}(BV_{DS})$ , a combinação íon-energia está mais próxima de atingir a  $\sigma_{sat}$  global. Sendo a  $\sigma_{sat}$  de SEBs uma grandeza geométrica, supõe-se que, a princípio, todas as combinações íon-energia tendem a atingi-la [83]. Nessa interpretação, deveria-se realizar ajustes Weibull para todas as séries de dados com um parâmetro  $\sigma_{sat}$  compartilhado globalmente. Ajustes não-lineares de parâmetro compartilhado apresentam dificuldades de convergência conforme aumenta-se o número de séries de dados envolvidas. Portanto, visando obter uma boa estimativa para  $\sigma_{sat}$ , foram consideradas as séries de dados dos íons que apresentam maiores valores absolutos na medida experimental de  $\sigma_{SEB}(BV_{DS})$ :  $^{48}\text{Ti}$ ,  $^{56}\text{Fe}$  e  $^{107}\text{Ag}$ . Através de um ajuste simultâneo com parâmetro  $\sigma_{sat}$  compartilhado, foi obtido como resultado  $\sigma_{sat} = 4.62(17) \times 10^{-3} \text{ cm}^2$  (vide Figura 4.10). Com relação à área total de seção frontal do *chip* semiconductor, na interpretação geométrica de área sensível, resulta que até 11.1(6)% da área do chip contribui para a ocorrência de SEBs.

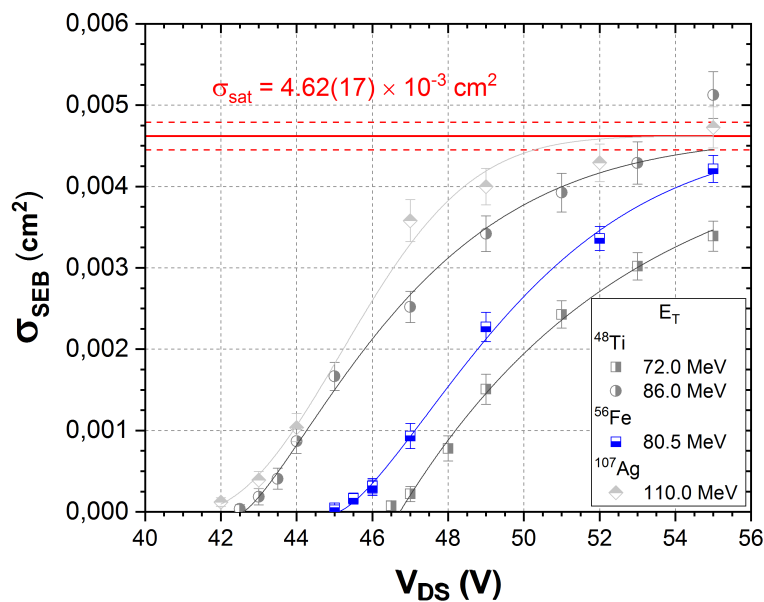


FIGURA 4.10: Ajuste Weibull simultâneo com parâmetro  $\sigma_{\text{sat}}$  compartilhado. Os dados são apresentados em escala linear para melhor apreciação das saturações aparentes.

### 4.3 Espectroscopia de Carga

Uma vez que as formas de onda dos eventos foram registradas pelo osciloscópio de aquisição, a carga coletada ( $Q_c$ ) de cada um dos eventos pôde ser obtida. A integração dos sinais de corrente foi realizada da seguinte maneira:

- 1) O desvio padrão do ruído de fundo é calculado para os primeiros instantes de tempo da forma de onda do sinal original;
- 2) Um filtro de Savitzky-Golay [84] é aplicado ao sinal original para suavizar a forma de onda sem distorcer a tendência;
- 3) O sinal filtrado é integrado enquanto o valor da corrente elétrica da forma de onda é maior que o desvio padrão do ruído de fundo<sup>1</sup>.

A ilustração desse procedimento é apresentado na Figura 4.11. Através das informações de carga coletada de SETs e de SEBs, pode-se estudar a influência de  $V_{\text{DS}}$  nos mecanismos de geração de carga desses eventos.

<sup>1</sup>Esse procedimento foi adotado visando agilizar a rotina computacional.

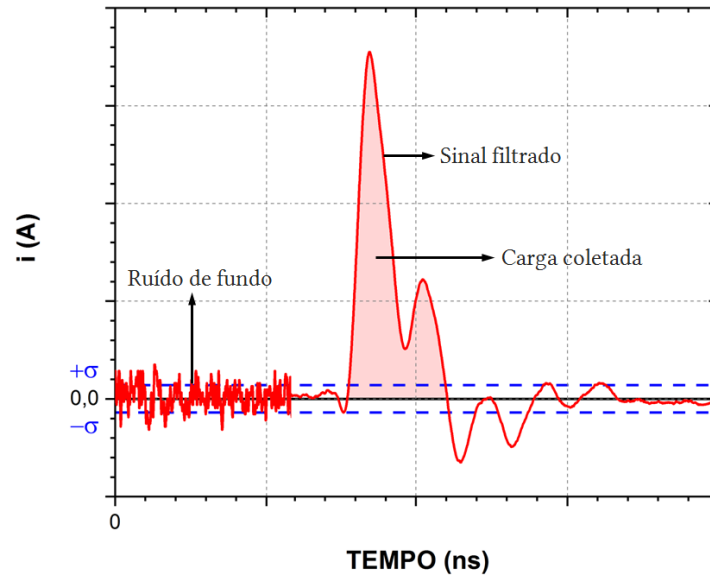


FIGURA 4.11: Ilustração do procedimento de integração de sinal de corrente elétrica de SEEs. O sinal elétrico original pode ser visto na Figura 4.1a.

### 4.3.1 Single-Event Transients

Uma varredura da carga coletada de SET em função de  $V_{DS}$  foi realizada para a combinação íon-energia  $^{35}\text{Cl}$  a  $E_T = 70$  MeV. Foi verificado que, para valores de tensão  $V_{DS}$  intermediários, o valor médio da distribuição de cargas de SETs aumenta gradualmente com a tensão  $V_{DS}$  aplicada. A partir de certo valor de  $V_{DS}$ , entretanto, o valor médio da distribuição de cargas se mantém aproximadamente constante. A Figura 4.12 apresenta o aumento gradual do valor médio da distribuição de cargas coletadas de SETs até  $V_{DS} = 49$  V, valor a partir do qual a distribuição de cargas coletadas se mantém aproximadamente inalterada.

Medidas com  $^{35}\text{Cl}$  a diferentes energias foram realizadas para  $V_{DS} = 50$  V e para diferentes combinações íon-energia à tensão  $V_{DS} = 55$  V. Para uma mesma espécie iônica e para uma mesma tensão  $V_{DS}$ , as medidas em função da energia resultam em cargas coletadas aproximadamente iguais. Isso foi constatado para  $^{35}\text{Cl}$  em  $V_{DS} = 50$  V e também para  $^{28}\text{Si}$  em  $V_{DS} = 55$  V. Entretanto, o valor de carga coletada parece diferir substancialmente para diferentes espécies iônicas sob tensão  $V_{DS}$  de teste fixa. Por exemplo, para mesma tensão  $V_{DS} = 55$  V, a carga coletada para os íons de  $^{28}\text{Si}$ ,

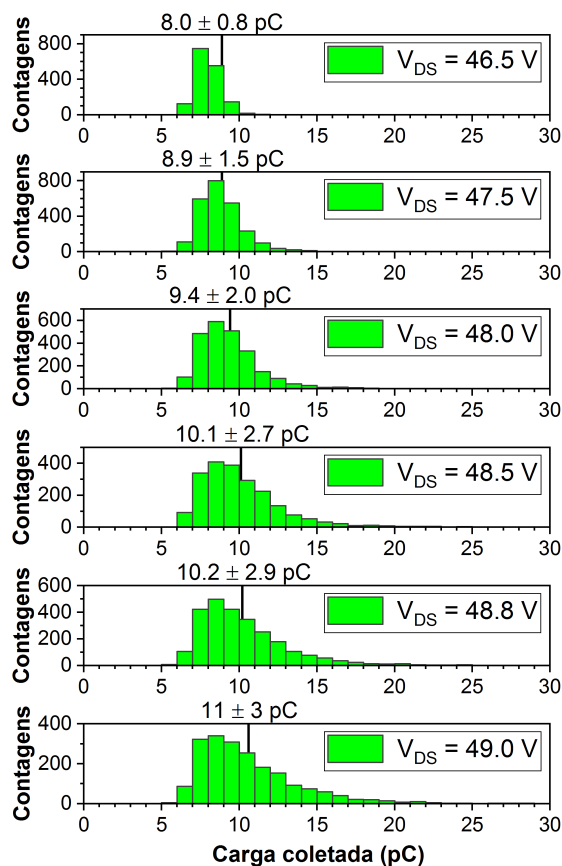
Single-Event Transient:  $^{35}\text{Cl}$  ( $E_T = 70.0$  MeV)


FIGURA 4.12: Histogramas de carga coletada de SETs em função de  $V_{DS}$  para feixe de  $^{35}\text{Cl}$  a  $E_T = 70$  MeV. Em cada histograma, indica-se o valor médio da distribuição de carga coletada, acompanhado da raiz quadrada da variância do conjunto de dados.

$^{35}\text{Cl}$ ,  $^{48}\text{Ti}$  e  $^{107}\text{Ag}$  podem diferir entre si em até  $\sim 1$  pC. A Figura 4.13 sumariza a dependência dos valores médios das distribuições de carga coletada de SETs,  $\langle Q_{\text{SET}} \rangle$ .

Devido às grandes variações nos valores de  $\langle Q_{\text{SET}} \rangle$  à tensão fixa  $V_{DS} = 55$  V, a carga média de SETs indica ter uma maior dependência com a espécie iônica do que com a energia do projétil, sugerindo, portanto, uma grande dependência com a LET, que é proporcional ao poder de freamento eletrônico. O mecanismo de geração de carga atribuído a esses eventos é de ativação momentânea do transistor bipolar parasita, inerente à estrutura MOSFET.

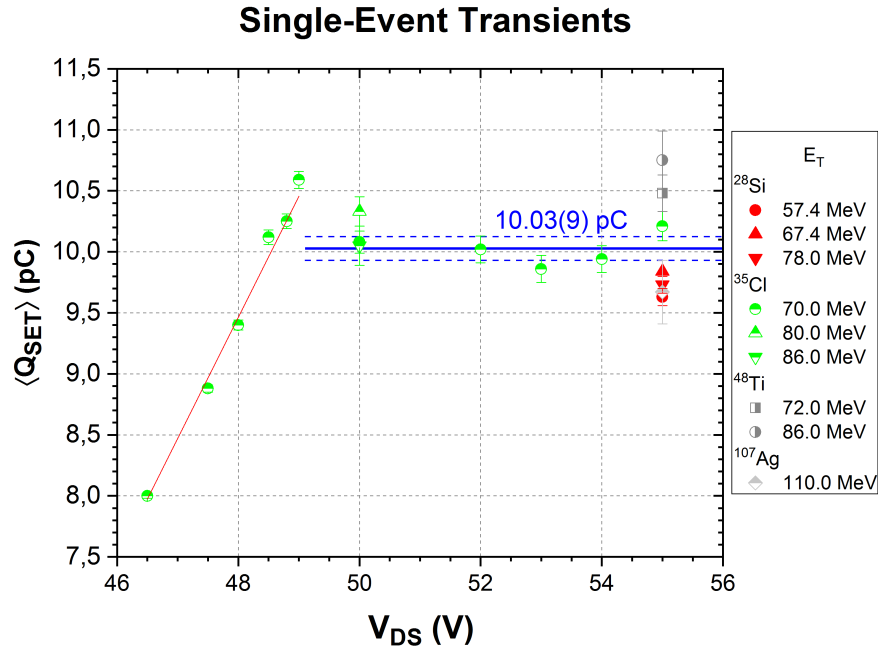


FIGURA 4.13: Valores médios de carga coletada de SETs,  $\langle Q_{SET} \rangle$ , em função de  $V_{DS}$ . A linha vermelha representa um ajuste linear para os dados da série  $^{35}\text{Cl}$ ,  $E_T = 70$  MeV, compreendidos no intervalo  $V_{DS} = [46.0, 49.0[$  V. A linha azul representa um ajuste linear de coeficiente angular nulo para todos os dados compreendidos no intervalo  $V_{DS} = ]49.0, 56.0]$  V.

### 4.3.2 Single-Event Burnouts

Diferentemente de SETs, verificou-se que o histograma de carga coletada de SEBs apresenta três aglomerados claramente distintos, os quais denominaremos  $\text{SEB}_1$ ,  $\text{SEB}_2$  e  $\text{SEB}_3$ . A Figura 4.14 apresenta algumas distribuições de carga coletada obtidas sob irradiação do DUT com feixe de  $^{35}\text{Cl}$  a  $E_T = 70$  MeV, ilustrando a existência dos aglomerados  $\text{SEB}_1$ ,  $\text{SEB}_2$  e  $\text{SEB}_3$  e como os valores de carga coletada aumentam conforme o aumento de  $V_{DS}$ .

A distribuição de carga coletada  $\text{SEB}_1$ , a distribuição principal, é unimodal, aproximadamente gaussiana, possui maior número de contagens e menor valor médio absoluto em relação aos demais conjuntos,  $\text{SEB}_2$  e  $\text{SEB}_3$ . Embora a distribuição do aglomerado  $\text{SEB}_2$  aparentemente possua comportamento bimodal, os dados não suportam a extensão segura dessa suposição para os aglomerados  $\text{SEB}_3$ . Independentemente de eventuais comportamentos multimodais e do desconhecimento das distribuições de probabilidade que rejam  $\text{SEB}_2$  e  $\text{SEB}_3$ , trabalharemos com os valores médios de cada distribuição. A vantagem é que, embora nem sempre tenhamos estatística suficiente nos aglomerados

### Single-Event Burnouts: $^{35}\text{Cl}$ ( $E_T = 70$ MeV)

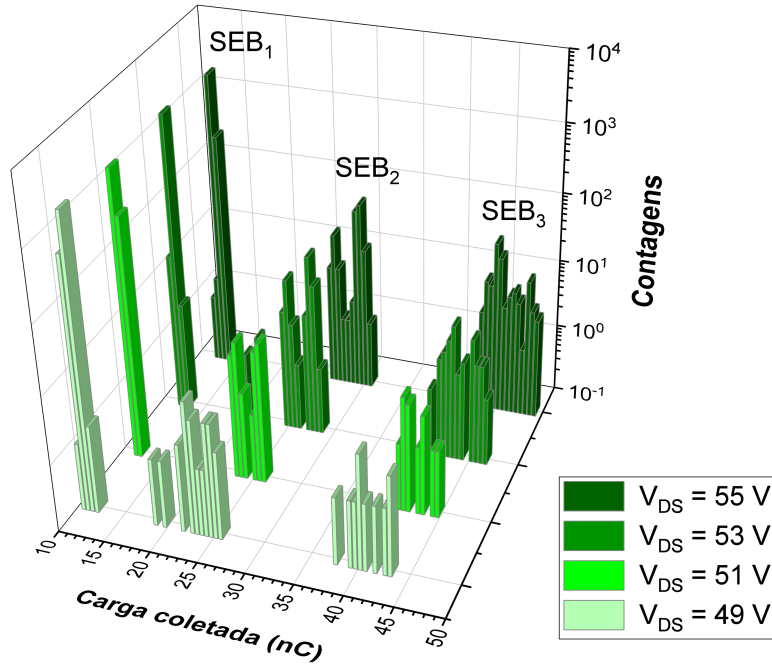


FIGURA 4.14: Histogramas de carga coletada de SEBs em função de  $V_{DS}$  para feixe de  $^{35}\text{Cl}$  a  $E_T = 70$  MeV.

SEB<sub>2</sub> e SEB<sub>3</sub>, pela enunciação do Teorema Central do Limite, pelo menos sabemos que, conforme aumenta-se o tamanho da amostra, a distribuição amostral do valor médio aproxima-se cada vez mais de uma gaussiana. Em contrapartida, não podemos estimar previamente quão rapidamente esse limite é atingido [85]. A depender da combinação íon-energia, os eventos classificados como SEB<sub>2</sub> e SEB<sub>3</sub> podem ser extremamente raros, dificultando a estimativa do desvio padrão com boa precisão e, conseqüentemente, o estabelecimento de uma boa estimativa para o desvio padrão da média de cada aglomerado. Além do fato de que é mais provável subestimar o desvio padrão da média do que superestimá-lo [86], quando o número de dados é pequeno, o intervalo de confiança pode ser corrigido pela variável  $t$  de Student somente se a função densidade de probabilidade dos dados for gaussiana. Embora saibamos que a função densidade de probabilidade do valor médio tenda à distribuição normal pelo Teorema Central do Limite, impomos que a distribuição dos dados é  $t$  de Student na tentativa de obter uma melhor estimativa para o desvio padrão da média.

A dependência do valor médio de carga coletada  $\langle Q_{\text{SEB}} \rangle$  dos aglomerados SEB<sub>1</sub>,

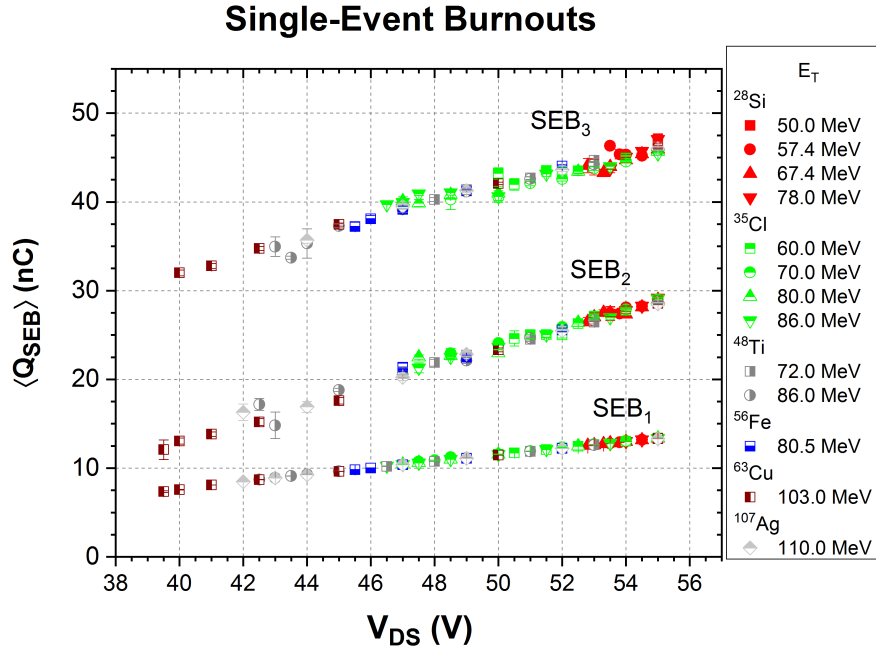


FIGURA 4.15: Valores médios de carga coletada de SEBs,  $\langle Q_{SEB} \rangle$ , em função de  $V_{DS}$  para os agrupamentos SEB<sub>1</sub>, SEB<sub>2</sub> e SEB<sub>3</sub>.

SEB<sub>2</sub> e SEB<sub>3</sub> foram avaliados em função da tensão  $V_{DS}$ . Quando necessário, os desvios padrão da média foram substituídos pelos desvios padrão efetivos, *i.e.*, multiplicados pela variável  $t$  de Student, de modo a redefinirem intervalos de confiança de 68.3%. A Figura 4.15 apresentam os valores médios de carga coletada  $\langle Q_{SEB} \rangle$  para todas as tomadas de dados de SEB realizadas neste trabalho.

Sendo o fator de conversão entre carga e energia em silício igual a  $22.6 \text{ MeV} \cdot \text{pC}^{-1}$ , as combinações íon energia utilizadas neste trabalho correspondem a valores máximos de carga depositada entre  $\sim 1.2\text{--}3.8 \text{ pC}$ . Em comparação aos valores de carga coletada de SETs, também da ordem de pC, os valores de carga coletada de candidatos a SEBs são maiores em diversas ordens de magnitude, podendo atingir dezenas de nC. Por essa razão, o mecanismo de geração de carga da classe de eventos candidatos a SEB é atribuído ser do tipo avalanche e regenerativo. Em SETs, o traço de ionização do íon incidente resulta em transientes de corrente elétrica que podem ser amplificados devido à corrente de buracos ao fluir pela base, verificação característica de operação de transistores bipolares (no caso, o parasita). Isso é absolutamente consistente com as medidas de espectroscopia de carga, pois, para o caso do íon  $^{35}\text{Cl}$  a  $E_T = 70 \text{ MeV}$ , sua energia efetiva corresponde a uma carga depositada  $Q_d = 3 \text{ pC}$ , enquanto o valor médio

coletado pode alcançar cerca de 10 pC (Figura 4.13). Entretanto, para a ocorrência de SEBs, a ativação do transistor bipolar parasita deve ser causada por mecanismo avalanche retroalimentado para resultar nos grandes valores de carga observados, da ordem de nC.

Para candidatos a SEBs, o valor médio de carga coletada dos sinais registrados é bastante insensível à LET do íon, visto que íons de LETs diferentes apresentam valor médio de carga suavemente dependentes da tensão  $V_{DS}$ . Essa verificação da independência da LET em relação ao valor médio de carga coletada quando representado em função da tensão  $V_{DS}$  foi verificada por Velardi *et al.* [87]. Através de análise estatística dos espectros de carga coletada para três combinações íon-energia, esses autores indicaram que, quando a avalanche de retroalimentação ocorre, o mecanismo de geração de carga é independente da LET dos íons incidentes. Neste trabalho, essa indicação foi constatada para uma grande variedade de combinações íon-energia.

## 4.4 Discussão

### 4.4.1 Sinais e Medidas Elétricas

As simulações computacionais de circuito apresentadas na Seção 3.1 são extremamente simplificadas e insuficientes para justificar os fenômenos e mecanismos observados. Uma vez que as características dos sinais de corrente elétrica de SEB são conhecidas para o dispositivo de interesse, com base em suas informações técnicas de características elétricas disponíveis [57], simulações em nível de circuito podem ser realizadas para a elucidação das principais influências dos parâmetros envolvidos no potencial fenômeno de SEB. Todas as simulações de circuito que precedem foram realizadas com o *software* livre Qucs [60].

O efeito de multiplicação avalanche pode ocasionar a ativação do transistor de junção bipolar (*Bipolar Junction Transistor* - BJT) parasita *npn* de forma retroalimentada. Em nível de circuito, esse mecanismo de retroalimentação pode ser simulado através de uma fonte de corrente controlada por corrente, em que o fator de transferência direta  $g$  simula o fator de multiplicação avalanche menos a unidade,  $M - 1$  [88]. Por simplicidade, o

DUT foi representado como uma única célula que sofre impacto de um íon, embora um MOSFET de potência real possua milhares de células em paralelo.

Os valores de capacitância base-coletor,  $C_{BC}$ , capacitância base-emissor,  $C_{BE}$ , resistência de coletor,  $R_C$ , e resistência de base,  $R_B$ , adotados nas simulações para o transistor IRLZ34NPbF foram readaptadas a partir de valores estimados por Liu [88] para o transistor IRLZ34NPbF [89]. Por simplicidade, o valor de  $R_C$  foi admitido constante em primeira ordem, *i.e.*, independente de efeitos térmicos. A capacitância de saída do dispositivo IRLZ34NPbF,  $C_{OSS} = 220$  pF, foi considerada na modelagem, e o fator de transferência direta,  $g = M - 1 = 0.3$ , foi obtido a partir do modelo analítico de SEBs de Hohl para a tensão de operação  $V_D = 55$  V [46].

A forma adotada para o sinal de corrente íon-induzido foi de dupla exponencial. Em princípio, a deposição de energia de íons pesados que penetram a matéria ocorre na escala de tempo de picosegundos. Entretanto, no modelo adotado, essa aferição é insuficiente para resultar em concordância com o sinal de SEB observado experimentalmente. Assim, se consideramos que o sinal de corrente elétrica gerado pelo impacto de um íon energético ocasione, posteriormente, uma perturbação  $I_{ion}$  na escala de tempo de resposta do dispositivo (*i.e.*, cujo tempo de duração é da ordem de  $t_{delay(on)} + t_{delay(off)} \sim 30$  ns) [57], então a simulação converge para resultados semelhantes aos observados experimentalmente (vide Figura 4.16). A amplitude máxima do sinal de corrente íon-induzido ( $I_{ion}$ ) foi selecionada a 50 mA, de modo a corresponder aos valores de amplitude de tensão tipicamente lidos no osciloscópio de aquisição para os sinais de SEB: entre 2 a 3 V. O circuito elétrico de simulação representando o arranjo de aquisição e o modelo de uma célula do MOSFET de potência são apresentados na Figura 4.17.

Como pode-se observar na Figura 4.17, o sinal observado no osciloscópio possui forma aproximada, porém não apresenta a estrutura dos sinais reais de SEB (Figura 4.1b). Elucidações sobre a natureza do segundo pico dos sinais de corrente de SEB foram estudadas através da varredura dos parâmetros de circuito. Uma possível explicação para a estrutura dos sinais de SEB está relacionada com a auto-sustentação da ativação do BJT parasita do MOSFET. Na realidade, durante o impacto do íon pesado no DUT, a resistência  $R_C$  diminui abruptamente com o aumento local de temperatura [88]. Devido à simplificação utilizada de que  $R_C$  é constante, neste modelo, amplitudes de correntes íon-induzidas  $I_{ion}$  mais intensas são necessárias para produzir um aumento esperado de

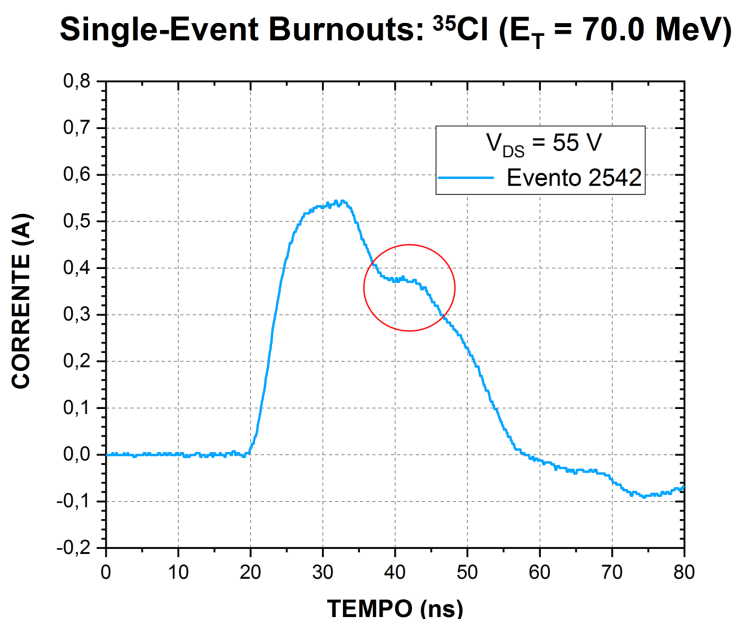


FIGURA 4.16: Sinal elétrico de SEB verificado experimentalmente evidenciando segundo pico.

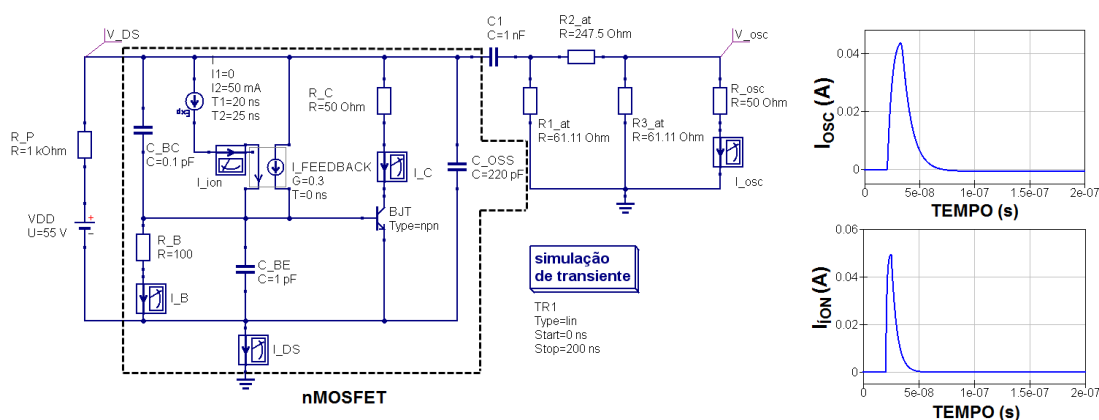


FIGURA 4.17: Modelagem de SEB em nível de circuito. É apresentado o sinal de corrente elétrica íon-induzido e o sinal de resposta no osciloscópio após ser atenuado em -20 dB.

corrente de coletor  $\Delta I_C$  devido à multiplicação retroalimentada. A Figura 4.18 apresenta como o aumento da amplitude de corrente íon-induzida  $I_{ion}$  pode resultar em sustentação e aumento de corrente de coletor pelo mecanismo avalanche retroalimentada no modelo em que  $R_C$  permanece constante. Essas simulações sugerem que o segundo pico nos sinais de SEB verificado experimentalmente (evidenciado na Figura 4.16) é uma assinatura da retroalimentação seguida de abrupto desligamento do BJT parasita. Apesar do aumento  $\Delta I_C$  enquanto há corrente de base  $I_B$ , a corrente de coletor cessa espontaneamente no

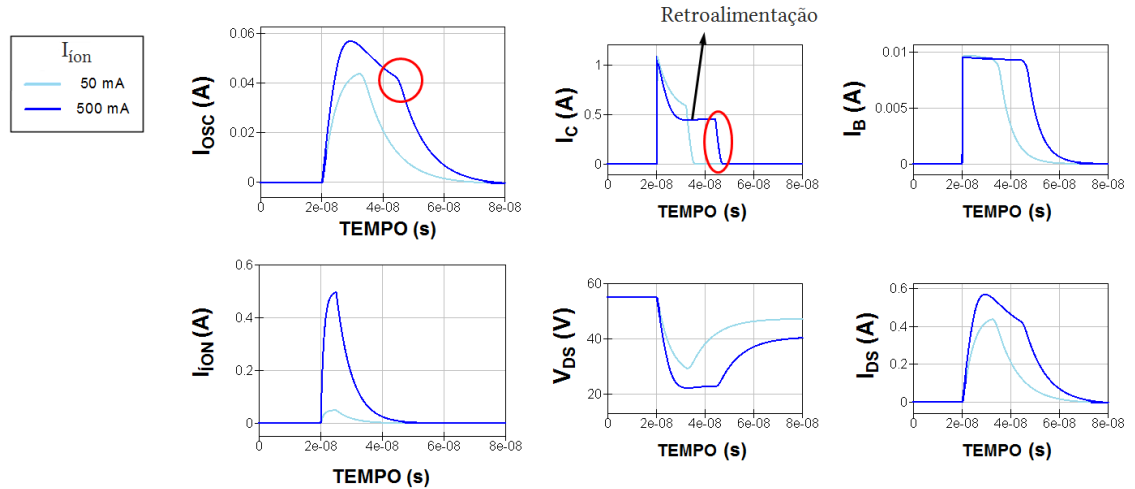


FIGURA 4.18: Simulações de SEB em nível de circuito para perturbações iniciais com amplitudes de  $I_{ion} = 50 \text{ mA}$  e  $500 \text{ mA}$ .

instante de tempo  $t = 50 \text{ ns}$ , após  $\sim 30 \text{ ns}$  de duração do sinal  $I_{ion}$ . Além da dependência com  $R_C$ , a intensidade de  $I_C$  aumenta conforme a diminuição de  $R_P$  e com o aumento de  $C_1$ , dispositivos associados ao método protetivo.

Os sinais experimentais de SEBs associados às categorias  $SEB_2$  e  $SEB_3$ , de maior carga coletada, também apresentam um segundo pico em sua estrutura, embora, após essa ocorrência, decaiam de maneira aproximadamente exponencial (ver Figura 4.1b). Apesar das sutis oscilações, atribuídas ao próprio processo avalanche, a leitura de um sinal exponencial indica que o DUT sustentou passagem de corrente por um intervalo de tempo substancialmente maior que a constante de tempo da rede, levando à descarga completa do capacitor  $C_1$ . Dentre as possibilidades que resultam dessa verificação, não é descartada a hipótese de que o capacitor  $C_1$  forneça carga o suficiente para sustentar a queda de tensão sobre o DUT, ocasionando superaquecimento e destruição de uma célula do dispositivo. Entretanto, ressalta-se que Fischer, em seu trabalho pioneiro sobre SEBs em transistores de potência, atesta que *burnouts* podem ser iniciados sem causar a destruição do DUT quando um capacitor de  $10 \text{ nF}$  é utilizado com um transistor IRFF130 de  $C_{OSS} = 240 \text{ pF}$  [58]. Embora tenha-se utilizado uma relação  $C_1/C_{OSS}$  dez vezes menor em relação ao que foi utilizado por Fischer, uma microscopia eletrônica do DUT poderá confirmar a eficácia completa da técnica ou exigir uma nova análise sobre a efetividade dessa metodologia de teste e sua dependência com os componentes externos. Na possibilidade em que os *burnouts* foram inteiramente protegidos, os valores

superiores de carga coletada para os sinais de categorias SEB<sub>2</sub> e SEB<sub>3</sub> devem estar associados com a eficácia de coleção de diferentes regiões do dispositivo. Em testes de MOSFETs comerciais com *lasers*, Luu *et al.* mostram que as áreas mais sensíveis a SEB são sobre o canal e a região *n-drift* abaixo do *gate* dos dispositivos [54]. Estudos recentes em MOSFETs de potência de tecnologia SiC com *lasers* pulsados apontam que maior coleção de carga ocorre no DUT quando a incidência do pulso é sobre a região do *neck*, sobre o *gate*, enquanto a região *p-body* coleta menos carga [90]. Através das informações de arquitetura do dispositivo testado, IRLZ34NPbF, poderia-se testar a hipótese de proporcionalidade das áreas dessas regiões com as seções de choque de SEB medidas para os aglomerados SEB<sub>1</sub>, SEB<sub>2</sub> e SEB<sub>3</sub>.

Apesar da tentativa de minimizá-las, do ponto de vista da realização de medidas elétricas, as indutâncias parasitas devem receber grande atenção do experimentador. Por exemplo, as oscilações observadas experimentalmente nos sinais de SETs, pouco intensos e rápidos, são atribuídas às indutâncias parasitas inerentes aos elementos de circuito e produzidas por *loops* de aterramento.

#### 4.4.2 Limitações do Circuito Protetivo

Na Seção 3.1 foi discutida a influência de  $R_P$  e  $C_1$  do ponto de vista da teoria de circuitos eletrônicos. A grande influência de  $R_P$  na seção de choque de SEB  $\sigma_{SEB}$  medida foi verificada experimentalmente e é apresentada na Figura 4.19. Por razões de segurança do DUT, não foram realizadas medidas experimentais abaixo de  $R_P = 100 \Omega$ . No caso em que  $R_P = 1 \text{ M}\Omega$ ,  $\sigma_{SEB}$  é seguramente menor que  $10^{-6} \text{ cm}^2$ , uma vez que nenhuma potencial falha foi verificada para uma fluência de testes de  $\Phi = 2.5 \times 10^6 \text{ partículas.cm}^{-2}$ . Como resultado dessa verificação experimental, registra-se o cuidado que deve ser tomado em testes de qualificação futuros de efeitos destrutivos de radiação em dispositivos eletrônicos. A escolha adequada do valor nominal do resistor de proteção  $R_P$  deve ser previamente avaliada e resulta do compromisso entre a protetividade da técnica não-destrutiva de limitação de corrente e da legitimidade das condições de testes, em que o circuito utilizado não influencia sobre a ocorrência do fenômeno físico estudado.

Outra importante limitação experimental está associada com o fluxo de partículas utilizado durante os testes. Medidas de  $\sigma_{SEB}$  foram realizadas em função do fluxo  $\phi$  de partículas no DUT (vide Figura 4.20) e mostram que, para fluxos muito intensos,

$\sigma_{\text{SEB}}$  é substancialmente reduzida. Para a realização do ajuste, foi assumido que a seção de choque de SEB é diretamente proporcional à função de transferência da rede RC. Conforme discutido na Seção 3.1, a atenuação da tensão é dada por um fator  $\Re[H(j\omega)] = (1 + \omega^2 R_{\text{eff}}^2 C_{\text{eff}}^2)^{-1}$  e é atribuída à resposta em frequência da rede RC efetiva que contém o circuito protetivo. Uma vez que o fluxo médio das medidas realizadas neste trabalho foi de  $\langle \phi \rangle = 4 \times 10^3$  partículas.s<sup>-1</sup>.cm<sup>-2</sup>, a normalização de  $\sigma_{\text{SEB}}(\phi = 4 \times 10^3)$  para o fluxo que maximiza a seção de choque é de apenas 1%, menor que a incerteza estatística percentual média das medidas realizadas, de 7%. Entretanto, medidas realizadas a altos fluxos podem ser subestimadas em até 50% com relação à seção de choque observada a baixos fluxos.

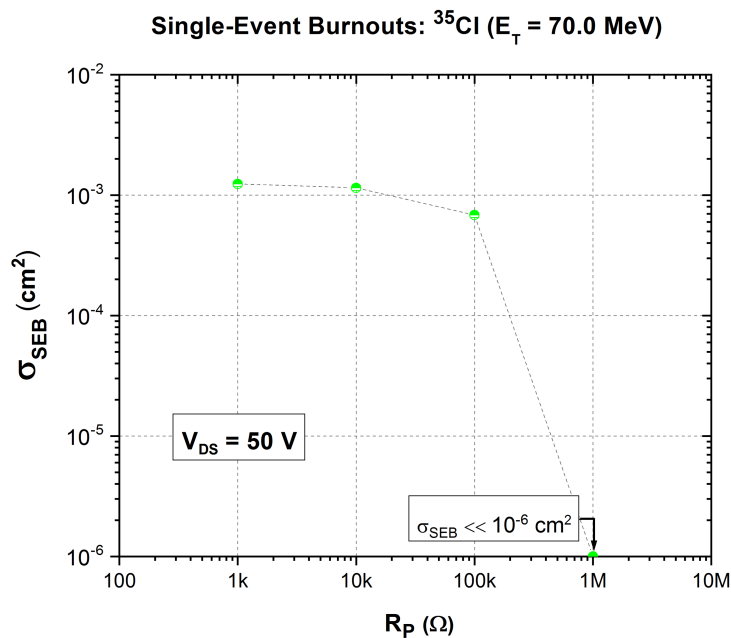


FIGURA 4.19: Seções de choque de SEB em função do valor nominal do resistor de proteção  $R_P$ , responsável pela técnica protetiva de limitação de corrente, à tensão  $V_{\text{DS}} = 50$  V.

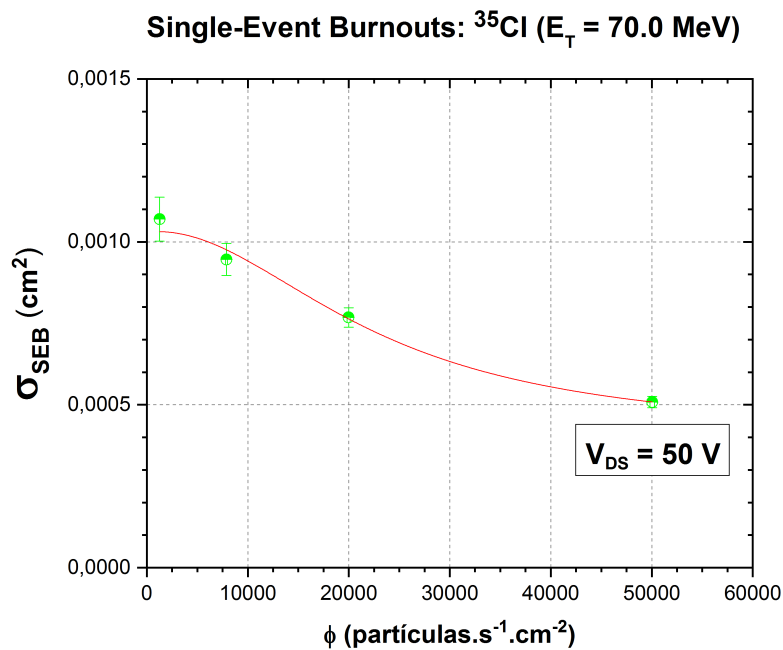


FIGURA 4.20: Seções de choque de SEB em função do fluxo de partículas  $\phi$  no DUT à tensão  $V_{\text{DS}} = 50$  V.

## Capítulo 5

# Conclusões

Neste trabalho foram realizados estudos de efeitos de radiação em dispositivos eletrônicos e de mecanismos de coleção de carga envolvidos.

Efeitos inteiramente destrutivos da classe *Single-Event Burnout* (SEB) causados por íons pesados em dispositivos eletrônicos foram estudados através do uso de técnicas experimentais protetivas, permitindo a medida de efeitos potencialmente destrutivos de forma segura ao dispositivo eletrônico estudado. No contexto de instrumentação para qualificações e testes, o circuito elétrico protetivo desenvolvido para essa finalidade foi projetado com base na técnica de limitação de corrente e de limitação de carga do dispositivo. A efetividade do arranjo elétrico proposto foi avaliada em termos de medidas de seção de choque de SEBs acuradas. As limitações de acurácia da metodologia protetiva foram discutidas através da avaliação do resistor de limitação de corrente e do fluxo de partículas utilizado durante os testes, tendo como objetivo o domínio da técnica. Mostrou-se que resistências de valores nominais elevados e altos fluxos de partículas atuam subestimando a seção de choque real de SEBs. Foi constatado que o resistor de proteção influencia a efetividade da técnica devido ao fato de que, durante a ocorrência de um evento transiente, a queda de tensão sobre ele reduz imediatamente a tensão  $V_{DS}$  aplicada sobre o dispositivo sob teste, deslocando a condição inicial de teste atribuída. A influência de altos fluxos de partículas sobre a efetividade da técnica é atribuída à resposta em frequência da rede de detecção utilizada. O arranjo elétrico desenvolvido foi utilizado para a realização de medidas de seção de choque de *Single-Event Effects*

(SEEs) em transistores de potência da tecnologia MOSFET. Enfatiza-se que, apesar do arranjo elétrico desenvolvido ter sido utilizado neste trabalho principalmente para medidas protetivas de SEBs, o circuito proposto também foi projetado para realização de medidas de *Single-Event Transient* (SET) e *Single-Event Gate Rupture* (SEGR).

Foram realizados testes de radiação com íons pesados no transistor de potência IRLZ34NPbF, irradiado no novo sistema dedicado do Laboratório Aberto de Física Nuclear da Universidade de São Paulo, nomeado SAFIIRA. Feixes iônicos de  $^{28}\text{Si}$  e  $^{107}\text{Ag}$ , com LETs superficiais em silício entre 13 e 39  $\text{MeV}\cdot\text{cm}^2\cdot\text{mg}^{-1}$ , foram utilizados e duas diferentes classes de eventos foram verificadas: *Single-Event Transients* (SETs) e *Single-Event Burnouts*. As verificações experimentais realizadas suportam a hipótese de que esses diferentes eventos observados são engatilhados por mecanismos distintos. Verificou-se que a incidência de íons pesados energéticos podem engatilhar SEBs no transistor estudado mesmo a tensões de operação cerca de 30% abaixo da tensão de *breakdown*. A profundidade da região sensível de SEBs do dispositivo foi estimada  $R_{\text{sens}} = 10.1(5) \mu\text{m}$  através de considerações de poder de freamento. Através das medidas de seção de choque de SEB em função da tensão de operação  $V_{\text{DS}}$ , a seção de choque de saturação  $\sigma_{\text{SEB}} = 4.62(17) \times 10^{-3} \text{ cm}^2$  foi obtida, indicando que 11.1(6)% da área total do dispositivo pode contribuir na ocorrência de SEBs.

Espectroscopia de carga de SEEs mostra que a carga coletada em eventos do tipo SEB são diversas ordens de grandeza maiores que a quantidade de carga máxima depositada nos dispositivos. Essa verificação sustenta a hipótese inicial de que os eventos candidatos a SEB foram de fato ocasionados por mecanismo avalanche, suportando a teoria de avalanche induzida por corrente para esses eventos. Por fim, confirma-se que a carga média coletada em eventos do tipo SEB é independente da LET.

# Referências Bibliográficas

- [1] J. D. Cressler e H. A. Mantooth, *Extreme Environment Electronics*. CRC Press, 2017.
- [2] R. D. Schrimpf e D. M. Fleetwood, *Radiation Effects and Soft Errors in Integrated Circuits and Electronic Devices*, vol. 12. World Scientific, 2004.
- [3] V. Ferlet-Cavrois, J. R. Schwank, S. Liu, M. Muschitiello, T. Beutier, A. Javanainen, A. Hedlund, C. Poivey, A. Mohammadzadeh, R. Harboe-Sorensen, *et al.*, “Influence of beam conditions and energy for SEE testing,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 59, no. 4, pp. 1149–1160, 2012.
- [4] F. Miller, A. Luu, F. Prud’Homme, P. Poirot, R. Gaillard, N. Buard, e T. Carrire, “Characterization of single-event burnout in power MOSFET using backside laser testing,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 53, no. 6, pp. 3145–3152, 2006.
- [5] CERN, “Irradiation Facilities Database.” [Online]. Disponível em: <http://irradiation-facilities.web.cern.ch/>. [Último acesso: 09/09/2019].
- [6] V. A. P. de Aguiar, “Desenvolvimento de um sistema de medidas para estudos de efeitos de radiação em dispositivos eletrônicos: metodologias e estudos de casos,” Tese de Doutorado, Universidade de São Paulo, 2019.
- [7] C. Leroy e P.-G. Rancoita, *Principles of Radiation Interaction in Matter and Detection*. World Scientific, 2 ed., 2009.
- [8] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, 4 ed., 2010.
- [9] R. Linares, “Estudo sistemático do freamento de íons pesados em sólidos no regime de baixas velocidades,” Tese de Doutorado, Universidade de São Paulo, 2009.

- [10] E. Petersen, *Single Event Effects in Aerospace*. John Wiley & Sons, 2011.
- [11] R. Baumann e K. Kruckmeyer, “Radiation Handbook for Electronics,” Relatório Técnico, Texas Instruments.
- [12] S. S. M. Wong, *Introductory Nuclear Physics*. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2 ed., 2004.
- [13] R. A. Weller, M. H. Mendenhall, R. A. Reed, R. D. Schrimpf, K. M. Warren, B. D. Sierawski, e L. W. Massengill, “Monte carlo simulation of single event effects,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 57, no. 4, pp. 1726–1746, 2010.
- [14] ICRU Report 16, “Linear Energy Transfer,” Relatório Técnico, 1970.
- [15] ICRU Report 85, “Fundamental quantities and units for ionizing radiation (revised),” Relatório Técnico, 2011.
- [16] J. F. Ziegler, M. D. Ziegler, e J. P. Biersack, “SRIM—The Stopping and Range of Ions in Matter (2010),” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 268, no. 11-12, pp. 1818–1823, 2010.
- [17] N. J. McCormick, *Reliability and Risk Analysis: Methods and Nuclear Power Applications*. Academic Press, 1981.
- [18] J. H. Stephen, T. K. Sanderson, D. Mapper, J. Farren, R. Harboe-Sorensen, e L. Adams, “Cosmic ray simulation experiments for the study of single event upsets and latch-up in CMOS memories,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 30, no. 6, pp. 4464–4469, 1983.
- [19] A. E. Waskiewicz, J. W. Groninger, V. H. Strahan, e D. M. Long, “Burnout of power MOS transistors with heavy ions of californium-252,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 33, no. 6, pp. 1710–1713, 1986.
- [20] G. J. Brucker, P. Measel, D. Oberg, J. Wert, e T. Criswell, “SEU sensitivity of power converters with MOSFETS in space,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 34, no. 6, pp. 1792–1795, 1987.
- [21] J. C. Pickel, J. T. Blandford, A. E. Waskiewicz, e V. H. Strahan, “Heavy ion induced permanent damage in MNOS gate insulators,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 32, no. 6, pp. 4176–4179, 1985.

- [22] A. Ochoa, F. W. Sexton, T. F. Wrobel, G. L. Hash, e R. J. Sokel, “Snap-back: a stable regenerative breakdown mode of MOS devices,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 30, no. 6, pp. 4127–4130, 1983.
- [23] F. W. Sexton, “Destructive single-event effects in semiconductor devices and ICs,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 50, no. 3, pp. 603–621, 2003.
- [24] J. L. Titus, “An updated perspective of single event gate rupture and single event burnout in power MOSFETs,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 60, no. 3, pp. 1912–1928, 2013.
- [25] D. L. Oberg e J. L. Wert, “First nondestructive measurements of power MOSFET single event burnout cross sections,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 34, no. 6, pp. 1736–1741, 1987.
- [26] T. A. Fischer, “Heavy-ion-induced, gate-rupture in power MOSFETs,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 34, no. 6, pp. 1786–1791, 1987.
- [27] S. Liu, J.-M. Lauenstein, V. Ferlet-Cavrois, R. Marec, F. Hernandez, L. Scheick, F. Bezerra, M. Muschitiello, C. Poivey, N. Sukhaseum, *et al.*, “Effects of ion species on SEB failure voltage of power DMOSFET,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 58, no. 6, pp. 2991–2997, 2011.
- [28] A. K. Richter e I. Arimura, “Simulation of heavy charged particle tracks using focused laser beams,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 34, no. 6, pp. 1234–1239, 1987.
- [29] D. L. Oberg, J. L. Wert, E. Normand, P. P. Majewski, e S. A. Wender, “First observations of power MOSFET burnout with high energy neutrons,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 43, no. 6, pp. 2913–2920, 1996.
- [30] T. Shoji, S. Nishida, K. Hamada, e H. Tadano, “Observation and analysis of neutron-induced single-event burnout in silicon power diodes,” *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 30, no. 5, pp. 2474–2480, 2014.
- [31] T. Shoji, S. Nishida, K. Hamada, e H. Tadano, “Cosmic ray neutron-induced single-event burnout in power devices,” *IET Power Electronics*, vol. 8, no. 12, pp. 2315–2321, 2015.

- [32] H. Asai, I. Nashiyama, K. Sugimoto, K. Shiba, Y. Sakaide, Y. Ishimaru, Y. Okazaki, K. Noguchi, e T. Morimura, “Tolerance against terrestrial neutron-induced single-event burnout in SiC MOSFETs,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 61, no. 6, pp. 3109–3114, 2014.
- [33] S. Kuboyama, S. Matsuda, T. Kanno, e T. Hirose, “Single event burnout of power MOSFETs caused by nuclear reactions with heavy ions,” *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 41, no. 6, pp. 2210–2215, 1994.
- [34] A. E. Waskiewicz e J. W. Groninger, “Burnout thresholds and cross section of power MOS transistors with heavy ions,” Relatório Técnico, Rockwell International Corporation, 1990.
- [35] G. H. Johnson, R. D. Schrimpf, K. F. Galloway, e R. Koga, “Temperature dependence of single-event burnout in n-channel power MOSFETs,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 39, no. 6, pp. 1605–1612, 1992.
- [36] D. K. Nichols, K. P. McCarty, J. R. Coss, A. Waskiewicz, J. Groninger, D. Oberg, J. Wert, P. Majewski, e R. Koga, “Observations of single event failure in power MOSFETs,” em *Workshop Record. 1994 IEEE Radiation Effects Data Workshop*, pp. 41–54, IEEE, 1994.
- [37] J. L. Titus e C. F. Wheatley, “Experimental studies of single-event gate rupture and burnout in vertical power MOSFETs,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 43, no. 2, pp. 533–545, 1996.
- [38] P. Tastet, J. Garnier, H. Constans, e A. H. Tizon, “Burnout sensitivity of power MOSFETs operating in a switching converter,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 41, no. 3, pp. 583–588, 1994.
- [39] S. Morand, F. Miller, P. Austin, P. Poirot, R. Gaillard, T. Carriere, e N. Buard, “Temperature effects on power MOSFET and IGBT sensitivities toward single events,” em *2011 12th European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems*, pp. 109–114, IEEE, 2011.
- [40] K. B. Ali, P. Gammon, C. Chan, F. Li, V. Pathirana, T. Trajkovic, F. Gity, D. Flandre, e V. Kilchytska, “Single event effects and total ionising dose in 600 V Si-on-SiC LDMOS transistors for rad-hard space applications,” em *2017 47th European Solid-State Device Research Conference (ESSDERC)*, pp. 236–239, IEEE, 2017.

- [41] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, 2 ed., 1981.
- [42] B. J. Baliga, *Fundamentals of Power Semiconductor Devices*. Springer Science & Business Media, 2010.
- [43] A. G. Chynoweth, “Ionization rates for electrons and holes in silicon,” *Physical Review*, vol. 109, no. 5, p. 1537, 1958.
- [44] W. Fulop, “Calculation of avalanche breakdown voltages of silicon p-n junctions,” *Solid-State Electronics*, vol. 10, no. 1, pp. 39–43, 1967.
- [45] R. J. McIntyre, “Multiplication noise in uniform avalanche diodes,” *IEEE Transactions on Electron Devices*, no. 1, pp. 164–168, 1966.
- [46] J. H. Hohl e K. F. Galloway, “Analytical model for single event burnout of power MOSFETs,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 34, no. 6, pp. 1275–1280, 1987.
- [47] T. F. Wrobel, F. N. Coppage, G. L. Hash, e A. J. Smith, “Current induced avalanche in epitaxial structures,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 32, no. 6, pp. 3991–3995, 1985.
- [48] S. M. Rezende, *Materiais e Dispositivos Eletrônicos*. Editora Livraria da Física, 2 ed., 2004.
- [49] E. G. Stassinopoulos, G. J. Brucker, P. Calvel, A. Baiget, C. Peyrotte, e R. Gaillard, “Charge generation by heavy ions in power MOSFETs, burnout space predictions and dynamic SEB sensitivity,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 39, no. 6, pp. 1704–1711, 1992.
- [50] R. J. Whittier e D. A. Tremere, “Current gain and cutoff frequency falloff at high currents,” *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 16, no. 1, pp. 39–57, 1969.
- [51] W. N. Grant, “Electron and hole ionization rates in epitaxial silicon at high electric fields,” *Solid-State Electronics*, vol. 16, no. 10, pp. 1189–1203, 1973.
- [52] J. L. Titus, L. S. Jamiolkowski, e C. F. Wheatley, “Development of cosmic ray hardened power MOSFET’s,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 36, no. 6, pp. 2375–2382, 1989.

- [53] C. F. Wheatley, J. L. Titus, e D. I. Burton, “Single-event gate rupture in vertical power MOSFETs; an original empirical expression,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 41, no. 6, pp. 2152–2159, 1994.
- [54] A. Luu, F. Miller, P. Poirot, R. Gaillard, N. Buard, T. Carriere, P. Austin, M. Baffle, e G. Sarabayrouse, “SEB characterization of commercial power MOSFETs with backside laser and heavy ions of different ranges,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 55, no. 4, pp. 2166–2173, 2008.
- [55] S. Liu, R. Marec, P. Sherman, J. L. Titus, F. Bezerra, V. Ferlet-Cavois, M. Marin, N. Sukhaseum, F. Widmer, M. Muschitiello, *et al.*, “Evaluation on protective single event burnout test method for power DMOSFETs,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 59, no. 4, pp. 1125–1129, 2012.
- [56] S. Liu, M. Boden, D. A. Girdhar, e J. L. Titus, “Single-event burnout and avalanche characteristics of power DMOSFETs,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 53, no. 6, pp. 3379–3385, 2006.
- [57] International Rectifier, “HEXFET<sup>®</sup> Power MOSFET,” *IRLZ34NPbF datasheet*, Nov. 2003.
- [58] International Rectifier, “HEXFET<sup>®</sup> transistor,” *IRFF130 datasheet*, Jan. 2001.
- [59] L. Balogh, “Fundamentals of MOSFET and IGBT Gate Driver Circuits,” Relatório Técnico, Texas Instruments, Mar. 2017.
- [60] M. E. Brinson e S. Jahn, “Qucs: A GPL software package for circuit simulation, compact device modelling and circuit macromodelling from DC to RF and beyond,” *International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields*, vol. 22, no. 4, pp. 297–319, 2008.
- [61] A. Agarwal e J. Lang, *Foundations of Analog and Digital Electronic Circuits*. Elsevier, 2005.
- [62] Laboratório Aberto de Física Nuclear, “Acelerador Pelletron.” [Online]. Disponível em: <http://portal.if.usp.br/fnc/pt-br/acelerador-pelletron>. [Último acesso: 08/08/2019].

- [63] Laboratório Aberto de Física Nuclear, “Fonte de Íons.” [Online]. Disponível em: <http://portal.if.usp.br/fnc/pt-br/fonte-de-%C3%A0ons>. [Último acesso: 05/08/2019].
- [64] R. Middleton, “A negative-ion cookbook,” Relatório Técnico, University of Pennsylvania, Filadélfia, Estados Unidos, Out. 1989.
- [65] R. Hellborg, *Electrostatic Accelerators - Fundamentals and Applications*. Springer, 2005.
- [66] J. Ishikawa, “A heavy negative ion sputter source: production mechanism of negative ions and their applications,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 37, pp. 38–44, 1989.
- [67] R. Escudeiro, “Vida-média do estado isomérico  $7^{(-)}$  do núcleo ímpar-ímpar  $^{68}\text{Ga}$ ,” Dissertação de Mestrado, Universidade de São Paulo, 2018.
- [68] D. R. M. Junior, “Estudo da reação  $^8\text{Li}(p,\alpha)^5\text{He}$  com feixe radioativo de  $^8\text{Li}$ ,” Tese de Doutorado, Universidade de São Paulo, 2009.
- [69] T. F. da Silva, “Início de operação e caracterização do sistema injetor do Mícron do IFUSP,” Dissertação de Mestrado, Universidade de São Paulo, 2006.
- [70] National Electrostatics Corp., “Pelletron charging chains.” [Online]. Disponível em: <http://www.pelletron.com/products/pelletron-charging-chains/>. [Último acesso: 07/08/2019].
- [71] Abhishek Rai, “School on Accelerator Science and Technology: Accelerators Basics II (SAST-2018).” [Online]. Disponível em: <http://www.iuac.res.in/event/sast2018/progfolder/ab2.pdf>. [Último acesso: 07/08/2019].
- [72] K. Wille, *The Physics of Particle Accelerators: an introduction*. Oxford University Press, 2000.
- [73] J. B. Marion e F. C. Young, *Nuclear Reaction Analysis: Graphs and Tables*. North-Holland, 1968.
- [74] R. Herb, “The pelletron accelerator,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 18, no. 3, pp. 71–75, 1971.

- [75] R. G. Herb, “Pelletron accelerators for very high voltage,” *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 122, pp. 267–276, 1974.
- [76] O. Sala e G. Spalek, “The nuclear structure facility at the University of São Paulo,” *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 122, pp. 213–225, 1974.
- [77] Laboratório Aberto de Física Nuclear, “Manual de procedimentos do acelerador Pelletron Sud,” Relatório Técnico, Universidade de São Paulo, São Paulo, Brasil, Jul. 2016.
- [78] N. H. Medina, V. A. P. Aguiar, N. Added, F. Aguirre, E. L. A. Macchione, S. G. Alberton, M. A. G. Silveira, J. Benfica, F. Vargas, e B. Porcher, “Experimental setups for single event effect studies,” *Journal of Nuclear Physics, Material Sciences, Radiation and Applications*, vol. 4, no. 1, pp. 13–23, 2016.
- [79] V. A. P. Aguiar, N. H. Medina, N. Added, E. L. A. Macchione, S. G. Nascimento, A. R. Leite, e M. A. G. Silveira, “New setup for SEE measurements in South America,” em *2017 17th European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems (RADECS)*, pp. 1–4, IEEE, 2017.
- [80] M. B. Paschoal, “Efeitos da radiação ionizante proveniente de raios-x e feixe de prótons nas propriedades semicondutoras.” Trabalho de Conclusão de Curso, Centro Universitário FEI, 2017.
- [81] International Rectifier, “HEXFET<sup>®</sup> Power MOSFET,” *IRLZ34N datasheet*, Ago. 1997.
- [82] Department of Defense (USA), “Test Method Standard: Test Methods for Semiconductor Devices (MIL-STD-750E),” Relatório Técnico, 2006.
- [83] E. L. Petersen, “Single-event data analysis,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 55, no. 6, pp. 2819–2841, 2008.
- [84] A. Savitzky e M. J. E. Golay, “Smoothing and differentiation of data by simplified least squares procedures,” *Analytical Chemistry*, vol. 36, no. 8, pp. 1627–1639, 1964.
- [85] V. R. Vanin e P. Gouffon, *Tópicos Avançados em Tratamento Estatístico de Dados em Física Experimental*. Publicação Interna. Instituto de Física da Universidade de São Paulo, 1996.

- [86] O. A. M. Helene e V. R. Vanin, *Tratamento Estatístico de Dados em Física Experimental*. Edgard Blücher, 1981.
- [87] F. Velardi, F. Iannuzzo, G. Busatto, J. Wyss, e A. Candelori, “Experimental study of charge generation mechanisms in power MOSFETs due to energetic particle impact,” *Microelectronics Reliability*, vol. 43, no. 4, pp. 549–555, 2003.
- [88] J. Liu, R. D. Schrimpf, L. Massengill, K. F. Galloway, e J. Attia, “Circuit-level model for single-event burnout in N-channel power MOSFET’s,” em *1999 Fifth European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems. RADECS 99 (Cat. No. 99TH8471)*, pp. 173–179, IEEE, 1999.
- [89] International Rectifier, “HEXFET<sup>®</sup> transistor,” *IRFF150 datasheet*, Ago. 2001.
- [90] R. A. Johnson, A. F. Witulski, D. R. Ball, K. F. Galloway, A. L. Sternberg, E. Zhang, L. D. Ryder, R. A. Reed, R. D. Schrimpf, J. A. Kozub, *et al.*, “Enhanced charge collection in SiC power MOSFETs demonstrated by pulse-laser two-photon absorption SEE experiments,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 66, no. 7, pp. 1694–1701, 2019.





