

双级 PIN 限幅器的微波脉冲响应机理及规律*

高铭萱¹⁾ 张洋^{1)†} 张军²⁾

1) (国防科技大学前沿交叉学科学院, 长沙 410073)

2) (国防科技大学理学院, 长沙 410073)

(2023 年 9 月 14 日收到; 2023 年 11 月 25 日收到修改稿)

基于双级限幅器中两个 PIN 二极管的多物理场仿真模型与限幅器中其他电路元件的 SPICE 模型, 搭建了 Si 基双级 PIN 限幅器的场路协同仿真模型, 利用这一模型对微波脉冲作用下限幅器中两级 PIN 二极管的温度响应特性进行了仿真. 在此基础上对限幅器在不同频率、幅值微波脉冲信号作用下内部发生熔化现象所需的时间与能量进行了仿真, 并对这一过程进行了机理分析与响应特性规律总结. 仿真结果表明, 当限幅器中第一级 PIN 二极管内部最高温度已达到材料熔点时, 第二级 PIN 二极管的温度变化幅度较小. 限幅器内部发生熔化现象所消耗的时间与能量随信号幅值、频率的变化呈现出规律性关系, 发生熔化现象所需的时间随信号幅值或频率的提升而减小; 发生熔化现象所需的能量随频率的提升而降低, 随幅值的变化存在极大值点; 限幅器的响应特性对信号参数表现出了不同的敏感性.

关键词: 双级 PIN 限幅器, 微波脉冲, 场路协同仿真, 热效应

PACS: 84.30.Qi, 85.30.De

DOI: 10.7498/aps.73.20231495

1 引言

PIN 限幅器是一种广泛应用于雷达、通讯系统中的微波器件, 其目的是保护系统中的敏感元器件 (如低噪声放大器等) 不被外部微波脉冲信号损伤, 但当信号足够强时限幅器本身也可能会受到损伤甚至烧毁, 从而导致系统无法正常工作, 因此研究限幅器在微波脉冲作用下的相关效应对于器件选型、微波系统防护设计具有一定的现实意义.

目前研究器件微波脉冲效应的途径主要分为仿真与实验两种. 已有一些工作通过实验手段研究了晶体管^[1-3]、低噪声放大器^[4-6]、限幅器^[7]、集成电路^[8]等在微波脉冲作用下的响应特性及机理, 实验结果通常以损伤位置的显微图像^[9]或元素分析^[10]的形式进行表征.

受限于实验手段难以对信号作用于器件时器件内部的物理图像及物理量的变化过程进行描述, 仿真手段被更为广泛的应用于晶体管^[11-14]、限幅器^[15-18]等器件的微波效应研究之中. 文献^[19]结合双级 PIN 限幅器的电热耦合等效电路模型对限幅器在不同参数微波脉冲作用下的温度响应进行了研究, 虽然等效电路模型能够对响应过程进行描述, 但该模型仍难以对响应过程中器件内部的物理图像进行表达, 并因此无法支撑机理分析的需求, 同时由于等效电路模型难以体现器件极限工作状态下的响应特性, 基于该模型得到的仿真结果误差较大. 而多物理场模型除了能够较为准确地体现限幅器的极限工作特性外, 还能提供多样的物理图像以支撑机理分析的需求. 文献^[20]使用多物理场的手段研究了频率对单级限幅器热损伤功率的影响, 得到了频率升高使热损伤功率阈值降低的结论.

* 湖南省自然科学基金 (批准号: 2023JJ40675)、湖南省科技创新计划 (批准号: 2021RC2065) 和国防科技大学学校科研计划 (批准号: ZK22-42) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: 16103271g@connect.polyu.hk

文献 [21] 基于多物理场模型研究了微波脉冲间隔对限幅器热效应的影响, 表明合适的脉冲间隔对限幅器的温升过程有促进作用. 文献 [22] 同样通过多物理场模型研究了不同频率微波信号作用下单级限幅器的温度变化特性, 并结合仿真与实验分析了单级限幅器的易损位置. 这些针对单级限幅器的研究使用了合理的建模手段, 但由于所研究的参数点较少, 且并未对限幅器在多参数变量下的微波脉冲效应进行综合讨论, 因此所得结论的规律性有所不足.

可见, 当前关于 PIN 限幅器微波脉冲效应的研究主要围绕单级限幅器展开, 但关于单级限幅器微波脉冲响应特性规律的研究有所不足, 对其损伤背后的机理缺乏深入研究. 而关于双级限幅器的研究均基于等效电路模型展开, 该模型无法体现限幅器在极限状态下的工作特性, 因此所得到的结论具有非常大的局限性. 同时, 由于关于双级限幅器微波脉冲效应的研究未使用器件内部的实际物理量分布作为支撑, 相关微波脉冲效应背后的物理机理分析也不够清晰. 本文基于双级 PIN 限幅器的场路协同仿真模型, 对双级 PIN 限幅器在微波脉冲信号作用下的响应特性与响应规律进行了研究, 主要对双级限幅器内部发生熔化现象所需的时间、能量与信号频率、幅值的关系进行了研究与机理分析. 本文的研究成果为限幅器微波脉冲效应的分析提供了可靠的仿真方法, 定量地分析了限幅器在微波脉冲下的效应特性, 为限幅器微波脉冲耐受能力评估提供了参考.

2 双级 PIN 限幅器模型

2.1 物理模型

1) 迁移率模型

器件中载流子的迁移率与多种因素有关, 本节通过引入不同的子模型描述不同因素对载流子迁移率的影响情况.

a) 掺杂对迁移率的影响

未掺杂半导体中的载流子迁移率的计算一般只考虑晶格温度带来的影响, 而对于掺杂半导体, 由于掺杂后半导体中带电杂质对载流子的散射会引起迁移率的降低, 因此有必要在迁移率计算中考虑掺杂所带来的退化. 同时考虑到本次仿真中温度范围较大的情况, 引入 UniBo 模型描述掺杂对迁

移率的影响 [23]:

$$\mu_{\text{dop}}(T) = \mu_0(T) + \frac{\mu_L(T) - \mu_0(T)}{1 + \left(\frac{N_D}{C_{r1}(T)}\right)^\alpha + \left(\frac{N_A}{C_{r2}(T)}\right)^\beta} - \frac{\mu_1(T)}{1 + \left(\frac{N_D}{C_{s1}(T)} + \frac{N_A}{C_{s2}(T)}\right)^{-2}}. \quad (1)$$

这里, T 为温度; $\mu_{\text{dop}}(T)$ 表示该子模型计算得到的迁移率; $\mu_0(T) = \frac{\mu_{0d}N_D + \mu_{0a}N_A}{N_D + N_A}$, $\mu_1(T) = \frac{\mu_{1d}N_D + \mu_{1a}N_A}{N_D + N_A}$; N_A 和 N_D 为受主、施主杂质浓度; $C_{r1}(T)$, $C_{r2}(T)$, $C_{s1}(T)$, $C_{s2}(T)$ 的计算方法和系数 α , β 见附录 A 中表 A1; 晶格迁移率 $\mu_L(T)$ 表达为

$$\mu_L(T) = \mu_{\text{max}} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{-\gamma + c\left(\frac{T}{T_0}\right)}. \quad (2)$$

表达式中 T_0 取 300 K; μ_{max} 为室温下的晶格迁移率; c 为高温条件下晶格迁移率的修正系数. 上述参数及系数 γ 见附录 A 中表 A1.

b) 载流子-载流子散射

利用 Conwell-Weisskopf 模型计算载流子浓度变化引起的迁移率改变:

$$\mu_{\text{eh}} = \frac{D(T/T_0)^{3/2}}{\sqrt{np}} \left[\ln \left(1 + F \left(\frac{T}{T_0} \right)^2 (pn)^{-1/3} \right) \right]^{-1}. \quad (3)$$

这里 μ_{eh} 为子模型计算得到的迁移率; p 和 n 为空穴、电子浓度; D 和 F 为与材料相关的参数, 见附录 A 中表 A2.

c) 总迁移率与强场下的迁移率饱和

总迁移率依据 Matthiessen 法则得到

$$\frac{1}{\mu_{\text{total}}} = \frac{1}{\mu_{p1}} + \frac{1}{\mu_{p2}} + \dots, \quad (4)$$

式中 μ_{total} 为计算得到的总迁移率; μ_{p1} 和 μ_{p2} 为根据不同子模型计算得到的迁移率.

电场强度会对器件中的载流子迁移率产生影响, 当电场强度较大时迁移率会趋近于饱和, 此时需使用 (5) 式所示的 Canali 模型对总迁移率进行修正 [24]:

$$\mu(F) = \frac{\mu_{\text{total}}}{\left[1 + \left(\frac{\mu_{\text{total}} F_{\text{hfs}}}{v_{\text{sat}}} \right)^\beta \right]^{1/\beta}}. \quad (5)$$

这里, μ_{total} 为依据 Matthiessen 法则计算得到的电

场强度较低时的迁移率; F_{hfs} 为驱动力; $v_{\text{sat}} = v_{\text{sat},0}(T_0/T)^{v_{\text{sat},\text{exp}}}$ 为饱和速度, 系数 $v_{\text{sat},0}$, $v_{\text{sat},\text{exp}}$ 见附录 A 中表 A3; $\beta = \beta_0(T/T_0)^{\beta_{\text{exp}}}$ 为与温度有关的系数, 系数 β_0 , β_{exp} 见附录 A 中表 A4.

2) 复合与电离模型:

a) SRH 复合

Shockley-Read-Hall (SRH) 复合用于表达经过深度缺陷能级实现的复合, 表示为

$$R_{\text{net}}^{\text{SRH}} = \frac{np - n_{\text{i,eff}}^2}{\tau_p(n + n_1) + \tau_n(p + p_1)}, \quad (6)$$

其中 $n_1 = n_{\text{i,eff}} \exp\left(\frac{E_{\text{trap}}}{kT}\right)$, $p_1 = n_{\text{i,eff}} \exp\left(\frac{-E_{\text{trap}}}{kT}\right)$, $n_{\text{i,eff}}$ 是考虑能带变窄效应的有效本征载流子密度, E_{trap} 是缺陷能级和本征能级间的能量差; $\tau_p = \tau_{\text{dop}} \frac{f(T)}{1 + g_p(F)}$, $\tau_n = \tau_{\text{dop}} \frac{f(T)}{1 + g_n(F)}$ 为少数载流子寿命, 两者与电场、掺杂浓度、温度有关, 具体为 $\tau_{\text{dop}}(N_A + N_D) = \tau_{\text{min}} + \frac{\tau_{\text{max}} - \tau_{\text{min}}}{1 + [(N_A + N_D)/N_{\text{ref}}]^{\gamma}}$, $f(T) = (T/T_0)^{T_\alpha}$, $g_p(F)$ 与 $g_n(F)$ 的引入使复合率的场依赖性得到考虑; 系数 N_{ref} , τ_{max} , τ_{min} , T_α 见附录 A 中表 A5.

b) 俄歇复合

载流子复合过程中释放的能量会转移到其他粒子上, 在这一过程中会发生俄歇复合. 所研究的 PIN 二极管 P 区与 N 区为重掺杂, 俄歇复合所带来的影响较大, 因此需要对这一过程进行考虑, 俄歇复合率表达为

$$R^{\text{Auger}} = (C_n n + C_p p)(np - n_{\text{i,eff}}^2), \quad (7)$$

式中 C_n 与 C_p 为温度的函数, 表示为

$$C_n(T) = \left[A_{A,n} + B_{A,n} \left(\frac{T}{T_0} \right) + C_{A,n} \left(\frac{T}{T_0} \right)^2 \right] \times \left[1 + H_n \exp\left(-\frac{n}{N_{0,n}} \right) \right], \quad (8)$$

$$C_p(T) = \left[A_{A,p} + B_{A,p} \left(\frac{T}{T_0} \right) + C_{A,p} \left(\frac{T}{T_0} \right)^2 \right] \times \left[1 + H_p \exp\left(-\frac{p}{N_{0,p}} \right) \right], \quad (9)$$

其中所涉及到的其他参数为与载流子类型相关的常数, 见附录 A 中表 A6.

c) 雪崩模型

当电场足够强时, 由于雪崩倍增不断产生电

子-空穴对, 发生雪崩倍增现象, 这一现象也被称为碰撞电离. 通过引入雪崩模型, 可以用下式计算雪崩倍增的产生率:

$$G^{\text{Avalanche}} = \alpha_n n v_n + \alpha_p p v_p, \quad (10)$$

式中, v_n 和 α_n , v_p 和 α_p 表示电子、空穴的漂移速率与电离系数, 考虑到仿真过程中较大的温度变化范围, 有

$$\alpha(F_{\text{ave}}, T) = \frac{F_{\text{ave}}}{a(T) + b(T) \exp\left[\frac{d(T)}{F_{\text{ave}} + c(T)} \right]}, \quad (11)$$

式中

$$a(T) = \sum_{k=0}^3 a_k \left(\frac{T}{1 \text{ K}} \right)^k, \quad b(T) = \sum_{k=0}^{10} b_k \left(\frac{T}{1 \text{ K}} \right)^k, \\ c(T) = \sum_{k=0}^3 c_k \left(\frac{T}{1 \text{ K}} \right)^k, \quad d(T) = \sum_{k=0}^3 d_k \left(\frac{T}{1 \text{ K}} \right)^k,$$

F_{ave} 为驱动力; 多项式系数 a_k , b_k , c_k , d_k 见附录 A 中表 A7.

3) 热动力学模型

基于热动力学模型对器件在响应过程中的温度变化进行描述:

$$\frac{\partial}{\partial t} (c_L T) - \nabla \cdot (\kappa \nabla T) \\ = -\nabla \cdot [(P_n T + \Phi_n) \mathbf{J}_n + (P_p T + \Phi_p) \mathbf{J}_p] \\ - \frac{1}{q} \left(E_C + \frac{3}{2} kT \right) (\nabla \cdot \mathbf{J}_n - q R_n) \\ - \frac{1}{q} \left(-E_V + \frac{3}{2} kT \right) (-\nabla \cdot \mathbf{J}_p - q R_p). \quad (12)$$

这里 κ 为有温度依赖性的热导率, c_L 为热容, E_V 和 E_C 为价带和导带能级, P_n 和 P_p 分别为电子和空穴的热电势, Φ_n 和 Φ_p 分别为电子和空穴的准费米势, \mathbf{J}_n 和 \mathbf{J}_p 分别为电子电流密度与空穴电流密度, q 为元电荷, R_n 和 R_p 分别为电子和空穴的净产生率.

2.2 双级限幅器的场路协同仿真模型

所搭建的双级 PIN 限幅器场路协同仿真模型整体结构及求解过程示意图如图 1 所示. 其中 S_1 为信号源, R_1 为 50 Ω 信号源内阻, R_2 为 50 Ω 负载电阻, L_1 , L_2 , L_4 , L_5 代表 0.3 nH 的连接线电感, L_3 为 50 nH 直流电感. 以上元件作为限幅器中的非易损部分, 因此对这些器件在仿真中使用

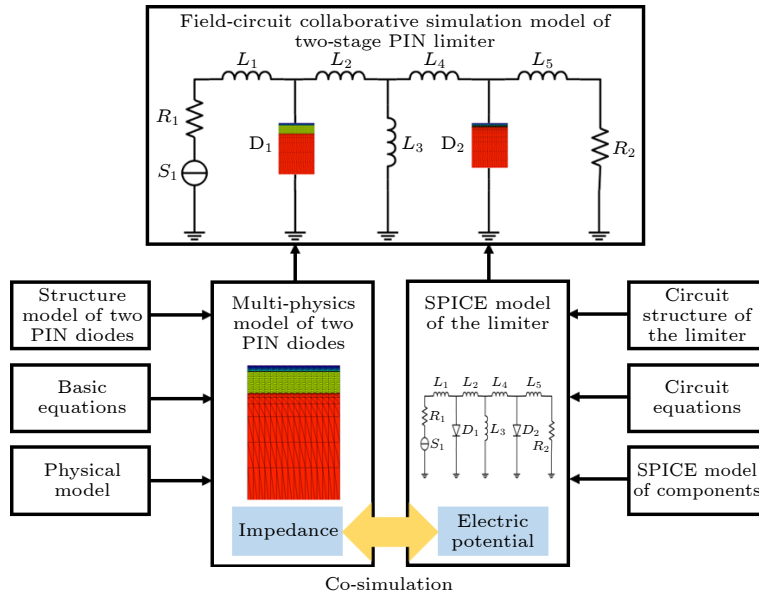


图 1 双级 PIN 限幅器场路协同仿真模型的整体结构及求解过程示意图

Fig. 1. Frame of the field-circuit collaborative simulation model and the sketch map of its solution procedure.

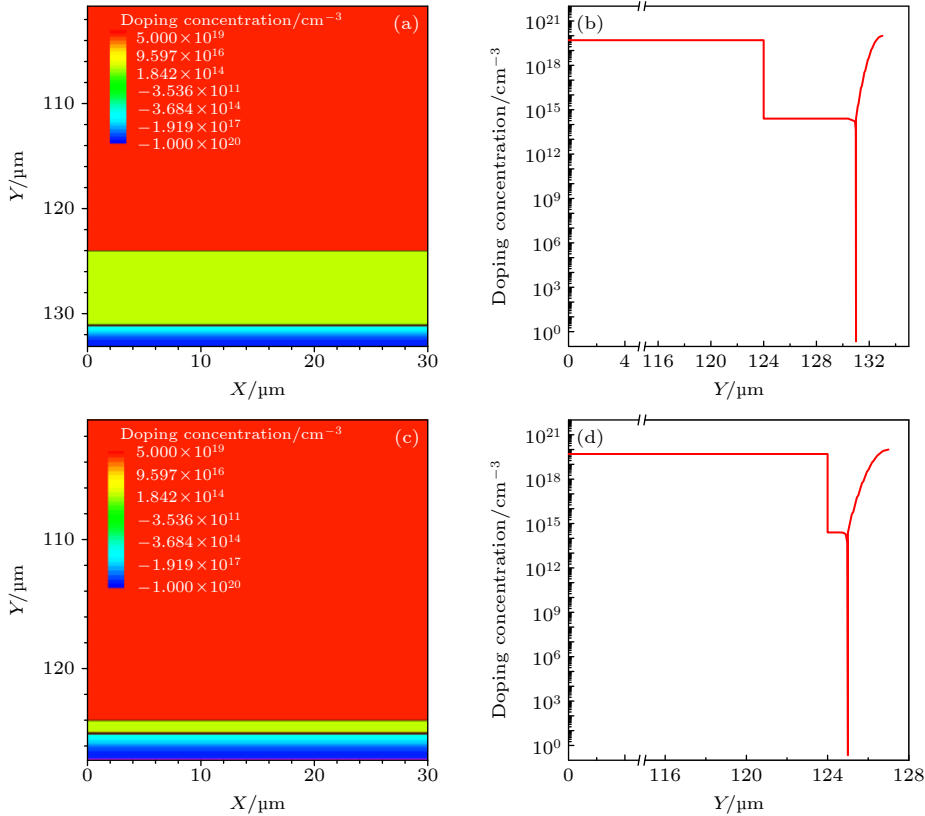


图 2 PIN 二极管的结构模型及掺杂浓度分布 (a) D_1 结构模型; (b) D_1 掺杂浓度分布; (c) D_2 结构模型; (d) D_2 掺杂浓度分布

Fig. 2. Structure model and doping concentration of each PIN diodes: (a) Structure model of D_1 ; (b) doping concentration distribution of D_1 ; (c) structure model of D_2 ; (d) doping concentration distribution of D_2 .

SPICE 模型, SPICE 模型的使用也可有效降低建模及求解的复杂度. D_1 , D_2 是两个 I 区厚度不同的 PIN 二极管, 作为限幅器中的易损部分, 所使用的模型应能够有效描述限幅器中两级 PIN 二极管

在高功率微波注入过程中的内部物理过程, 以研究其在微波脉冲信号作用下的热失效过程, 二者的结构模型和掺杂浓度分布如图 2 所示. D_1 作为双级限幅器中的第一级, 其 I 区较厚, 为 $7\ \mu\text{m}$, D_2 作为

双级限幅器中的第二级, I 区厚度为 1 μm ; 两个 PIN 二极管 I 区掺杂浓度均为 $2.5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. D_1 与 D_2 除 I 区外的其他物理尺寸及各区掺杂浓度相同, 宽度均为 30 μm , N 区厚度均为 124 μm , N 区掺杂浓度 $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, P 区厚度均为 2 μm , P 区为高斯型掺杂, 峰值浓度 $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

PIN 二极管的结构模型结合半导体物理基本方程以及前文所述的物理模型, 通过使用有限元的方法可以实现对 PIN 二极管内部各物理量的求解; 限幅器的电路结构结合元件的 SPICE 模型可以实现对电路中各节点电位、电流的求解; PIN 二极管的多物理场模型与限幅器的 SPICE 模型通过 PIN 二极管的阻抗特性以及电路中各节点电位进行关联, 实现协同仿真, 这一过程也可用图 1 所示的求解过程示意图进行表达.

3 仿真结果与机理分析

3.1 信号幅值对发生熔化现象所需时间、能量的影响

该限幅器在 6 GHz 信号作用下的输入-输出特性仿真结果如图 3 所示. 双级限幅器中两个不同 I 区厚度的 PIN 二极管组合可以在保证限幅器拥有较高响应灵敏度的同时使限幅器能够承受更大的功率, 令信号源 S_1 输出频率 6 GHz, 幅值 500 V 的微波脉冲信号, 在该微波脉冲信号作用下该限幅器中两级 PIN 二极管 D_1 与 D_2 内部最高温度的变化情况分别如图 4(a) 与图 4(b) 所示. 双级限幅器所承受的功率主要由第一级 PIN 二极管承担, 此处也可以看到第一级 PIN 二极管 D_1 的温度升高速度远远大于第二级 PIN 二极管 D_2 , 这

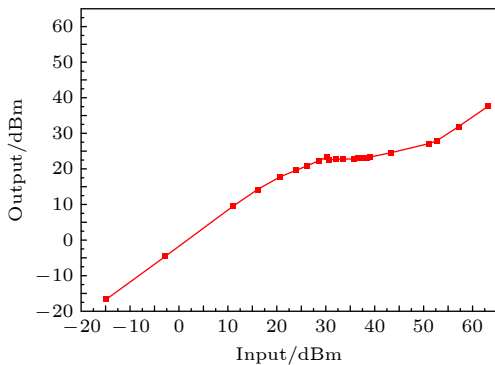


图 3 限幅器输入-输出特性

Fig. 3. I-O characteristic of the limiter.

也是第一级 PIN 二极管承担大部分功率的体现. 第一级 PIN 二极管 D_1 的内部最高温度首先达到 Si 材料熔点 (1680 K) 并发生熔化现象, 在此输入信号情况下, 器件内部发生熔化现象的整个过程耗时约 143.1 ns. 而当 D_1 内部发生熔化现象时 D_2 内部最高温度仅上升了约 36 K, 这一温度无法使 D_2 损坏或影响该级 PIN 二极管的正常工作, 因此在实际应用条件下可以重点关注第一级 PIN 二极管的散热措施, 避免过度设计.

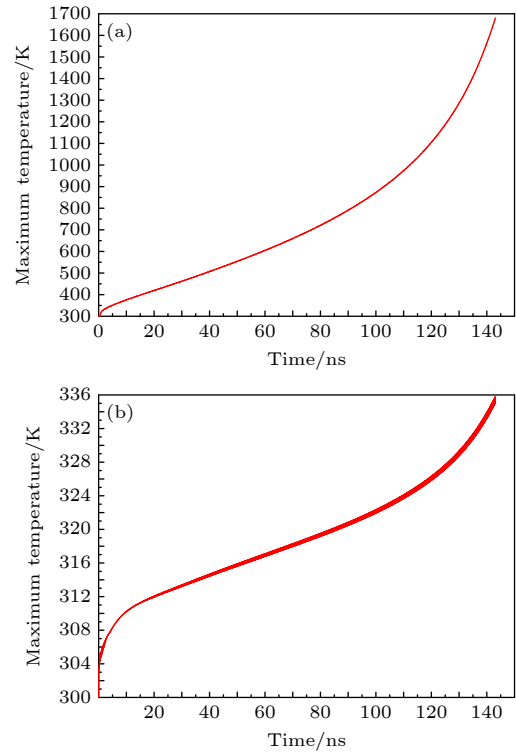


图 4 (a) D_1 与 (b) D_2 内部最高温度变化情况

Fig. 4. Change of the maximum temperature inside D_1 (a) and D_2 (b).

令信号源 S_1 输出频率 6 GHz, 电压幅值分别为 400, 450, 500, 550, 600, 650, 700, 750, 800, 850, 900, 950, 1000 V 的微波脉冲信号, 对双级限幅器在不同幅值信号作用下内部发生熔化现象所需的时间、限幅器两端电压及流经电流随时间的变化过程进行仿真, 将由电压与电流相乘得到的耗散功率对时间进行积分得到不同幅值信号作用下限幅器内部发生熔化现象所需的能量. 熔化现象产生所需的时间与消耗的能量是器件微波脉冲效应研究中重点关注的参量, 具体的限幅器内部发生熔化现象所需时间、能量随信号幅值的变化情况如图 5 所示. 由图 5 可以看到, 发生熔化现象所需时间会

随着信号电压幅值的增大而下降,例如该限幅器在 400 V 信号作用下发生熔化现象所需的时间约为 1000 V 信号作用时的 5 倍. 但发生熔化现象所需时间随电压的变化率会随着电压的增大而减小,当信号幅值较小时限幅器内部发生熔化现象所需时间随信号幅值的变化更为明显.

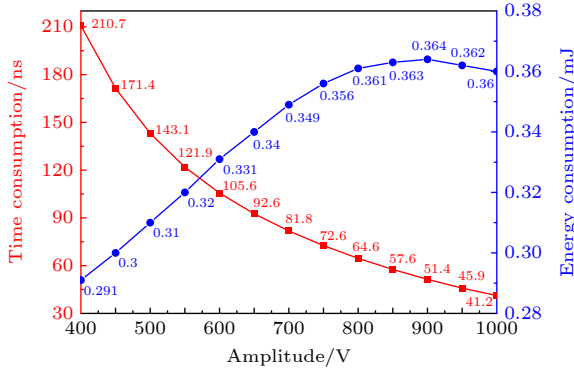


图 5 限幅器在不同幅值信号作用下发生熔化现象时所消耗的时间与能量
Fig. 5. Time and energy consumption of the limiter when melting occurs under different amplitude signals.

对于所研究的参数范围,当电压幅值较低时发生熔化现象所消耗的能量较少,在幅值 400—900 V 范围内发生熔化现象所消耗的能量随着信号幅值的提升而增加,且增长速度逐渐放缓;当幅值处于 800—900 V 范围时发生熔化现象所消耗的能量几乎不再随幅值的增加而增加,当信号幅值超过 900 V 后发生熔化现象所消耗的能量随输入信号幅值的增加呈现出小幅下降的趋势. 输入信号幅值的提升会直接提高注入限幅器的信号功率与注入 PIN 二极管的信号功率,因此限幅器内部发生熔化现象所需的时间会随着输入电压幅值的提升而缩短. 但当限幅器在较低幅值信号作用时,较低的能量消耗即可使 PIN 二极管内部产生熔化现象.

图 6 所示为不同幅值信号作用下限幅器内部发生熔化现象时第一级 PIN 二极管 D_1 的纵向温度分布情况及 I 区附近温度分布情况的放大图. 由图 6 可以看到,当双级限幅器内部出现熔化现象时,熔化位置及高温区域出现并高度集中于第一级 PIN 二极管的 I 区,这点与单级限幅在微波脉冲作用下的表现特性是一致的. 由于 PIN 二极管 I 区掺杂浓度远低于 P 区及 N 区的掺杂浓度,这也导致了 I 区的阻抗相对较大,进一步导致了 I 区承受更大的耗散功率并引起更大的温升.

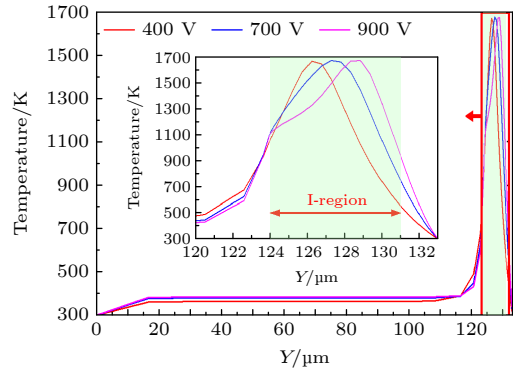


图 6 不同幅值信号作用下 D_1 在发生熔化现象时的温度分布情况
Fig. 6. Temperature distribution of D_1 under signals with different amplitude at the moment of melting occurs.

从 I 区温度分布情况的放大图可以进一步看到第一级 PIN 二极管的熔化位置会随着幅值的提升向 P 区移动,且热区分布范围也会随着信号幅值的提升向 P 区拓展. PIN 二极管温度升高的原因是功率耗散,耗散功率密度可以表示为

$$Q = JE, \quad (13)$$

式中 E 表示电场强度,而漂移电流 J 还可以进一步表示为

$$J = e(\mu_n n + \mu_p p)E, \quad (14)$$

其中 p, n 分别为空穴、电子浓度, μ_p 与 μ_n 分别表示空穴与电子的迁移率, e 为单位电荷量. 综合 (13) 式与 (14) 式分析可知,电场强度在器件中的分布情况会对器件内部耗散功率分布情况产生非常大的影响,并进一步导致器件内部温度分布情况的不同. 图 7 所示为第一级 PIN 二极管内部出现熔化现象时其 I 区附近的归一化电场强度分布情况,可以看到电场强度极值点与温度分布极值点

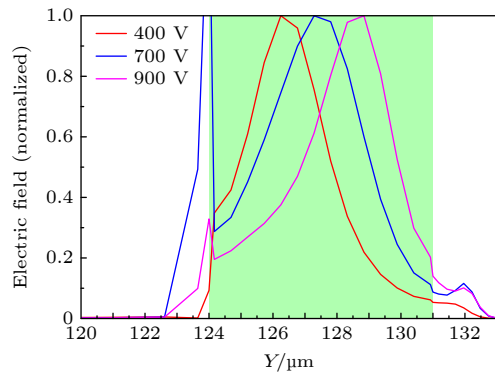


图 7 不同幅值信号作用下 D_1 在发生熔化现象时的电场强度分布情况
Fig. 7. Electric field distribution of D_1 under signals with different amplitude at the moment of melting occurs.

的出现位置高度对应,微波脉冲信号幅值的增大导致高场强区域向 P 区移动与拓展,并进一步导致熔化位置与热区分布范围向 P 区移动与拓展.与 P 区接触的 P 电极是 PIN 二极管的主要散热通道.主要发热位置向散热通道的移动使热量耗散变得更加容易,更大的热区分布范围意味着能量被分散到了更大的内部区域,以上因素导致了当信号幅值较大时第一级 PIN 二极管 D_1 需要吸收更多能量才会引起其内部发生熔化现象.

3.2 信号频率对发生熔化现象所需时间、能量的影响

固定输出信号幅值 500 V, 双级限幅器在频率为 4, 4.5, 5, 5.5, 6, 6.5, 7, 7.5, 8, 8.5, 9 GHz 微波脉冲信号作用下内部发生熔化现象时所需的时间与能量如图 8 所示.从图 8 可以看到,随着频率的提升,发生熔化现象所需的时间减小,但其下降率会随着信号频率的提升而降低,发生熔化现象所消耗能量随信号频率的变化情况与发生熔化现象所需时间随信号频率的变化情况相似.此前的研究表明单级限幅器在高频信号作用下有较低的损伤功率阈值,这点与双级限幅器内部出现熔化现象所需能量随频率的变化规律是相似的.另外,通过对比图 5 与图 8 可以看到,相比于信号频率对发生熔化现象所需时间的影响,信号幅值对发生熔化现象所需时间的影响更为显著.

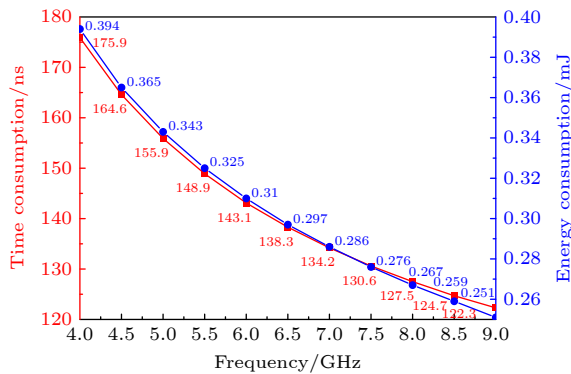


图 8 限幅器在不同频率信号作用下发生熔化现象时所消耗的时间与能量
Fig. 8. Time and energy consumption of the limiter when melting occurs under different frequency signals.

信号频率的变化会对 PIN 二极管中的基区阻抗产生影响,并进一步导致作用于二极管的功率发生变化.对于所研究的频率范围, PIN 二极管中

I 区所表达出的阻抗 Z_1 可以近似用 (15) 式进行表示 [25]:

$$Z_1 \cong \frac{W\sqrt{2\pi}}{\sqrt{D}} \frac{1}{\beta I} \sqrt{f}, \quad (15)$$

式中, f 为信号频率; I 为电流; D 为扩散系数, W 是与 PIN 二极管结构相关的参数,为基区厚度, D 和 W 对于固定器件均为常数; β 的值与温度有关,具体为 $\beta = q/k_B T$, 其中 k_B 为玻尔兹曼常数.由于 PIN 二极管的阻抗主要体现为 I 区阻抗,因此 PIN 二极管的产热位置主要位于 I 区, I 区产热率 Q 可以表达为

$$Q = I^2 Z_1. \quad (16)$$

代入 (15) 式的关系有

$$Q = \frac{W\sqrt{2\pi}}{\sqrt{D}} \frac{1}{\beta} I \sqrt{f}. \quad (17)$$

从 (17) 式可以看出, I 区产热率与信号频率相关,产热率会随着信号频率的提升而增加,产热率的提升会导致发生熔化现象所需时间随着频率的提升而缩短;随着频率的升高,产热率随频率的增加速度会逐步下降,并进一步导致产生熔化现象所需时间的变化速度下降,这与图 8 所展示的情况是一致的.

3.3 信号参数对限幅器微波脉冲响应特性影响的综合分析

双级 PIN 限幅器在不同幅值、频率微波脉冲信号作用下内部发生熔化现象时所消耗的时间、能量如图 9 所示.

从图 9(a) 可以看到,对于研究中所涉及的参数范围,双级限幅器内部发生熔化现象所需时间随幅值的变化规律与图 5 所示的变化规律基本一致,均是随着幅值的增加而下降.从整体上看,随着信号频率的提升,发生熔化现象所需时间与幅值关系的曲线曲率呈现出下降的趋势,并且曲线曲率的变化速度会随着频率的提升而放缓,这与图 8 所描述的发生熔化现象所需时间随信号频率的变化情况相对应.对于同频率不同幅值的微波脉冲信号,当频率较低时,幅值变化对发生熔化现象所需时间的影响更为显著.对于同幅值不同频率的微波脉冲信号,当幅值较低时频率对发生熔化现象所需时间的影响更为显著.总体来说可以总结为:微波脉冲幅值或频率的提升均能够使限幅器内部发生熔化现

象所需的时间降低, 低频率信号对应的发生熔化现象所需时间对幅值的变化更为敏感, 低幅值信号对应的发生熔化现象所需时间对频率的变化更为敏感, 幅值变化对发生熔化现象所需时间的影响更为显著.

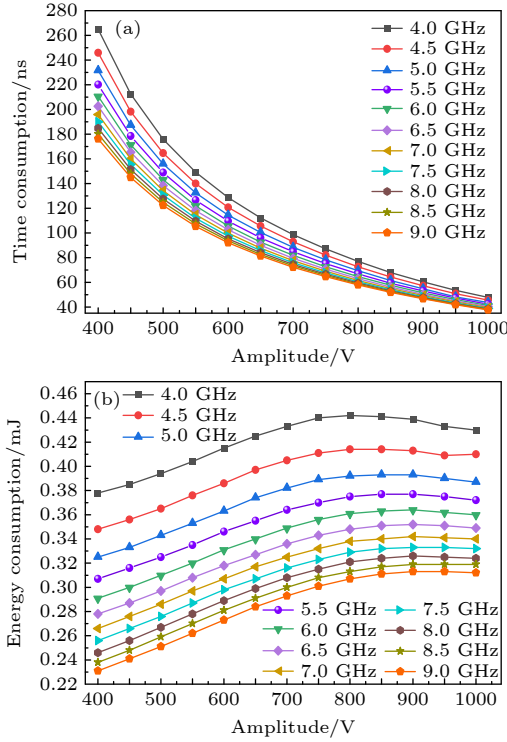


图9 限幅器内部发生熔化现象所需时间、能量与信号频率及幅值的关系 (a) 时间消耗; (b) 能量消耗
Fig. 9. Relationship of time and energy consumption to the signal's frequency and amplitude when melting occurs: (a) Time consumption; (b) energy consumption.

同样, 图9(b)所展示的发生熔化现象所消耗能量与幅值、频率关系也与图5与图8所描述的对应变化规律相符合. 但随着频率的提升, 发生熔化现象所消耗能量极大值点对应的信号幅值会有所提升. 且当信号频率与幅值均较高时, 发生熔化现象所消耗能量随信号幅值的变化曲线趋于平缓. 相对而言, 双级限幅器内部发生熔化现象所需时间对信号幅值的变化更为敏感, 而发生熔化现象所消耗能量对信号频率的变化更为敏感.

对于所研究的参数范围, 双级限幅器内发生熔化现象所需的时间、所消耗的能量与微波脉冲信号幅值和频率间存在规律性关系. 为了对该双级限幅器发生熔化现象所需的时间 t_{bo} 与信号幅值 U 、频率 f 间的关系进行更清晰的描述, 通过拟合得到了以下经验方程:

$$t_{bo} = (2 \times 10^9 f^{-1.217} + 0.003095)U^{-1.7} + f^{1.4 \times 10^{-8}} - 1.000000317. \quad (18)$$

图10所示为不同微波脉冲幅值、频率下依据经验方程(18)计算得到的内部出现熔化现象所需时间(使用绿色曲面表示)与实际仿真得到的内部出现熔化现象所需时间(使用蓝色圆球表示)的对比图. 可以看到经验方程(18)能够对双级限幅器内部出现熔化现象所需时间与微波脉冲信号幅值、频率间的关系进行准确描述.

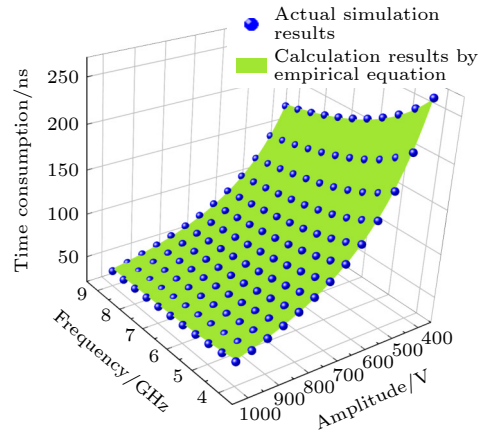


图10 经验方程计算结果与实际仿真结果对比图
Fig. 10. Comparison between empirical equation calculation results and actual simulation results.

4 结论

本文基于双级PIN限幅器的场路协同仿真模型对微波脉冲信号作用下双级限幅器内部发生熔化现象所需时间、能量与信号频率和幅值的关系展开了研究. 仿真结果表明, 在限幅器内部最高温度上升至Si材料熔点的这一过程中, 限幅器中第二级PIN二极管的温度变化不大. 双级限幅器内部发生熔化现象所需的时间与能量均随信号幅值、频率的变化呈现出规律性关系. 幅值更大、频率更高的微波脉冲信号可以缩短限幅器内部发生熔化现象所需的时间. 限幅器内部发生熔化现象所消耗的能量随频率的提升而降低, 随幅值的提升呈现出先升高再小幅下降的变化趋势. 相对而言, 双级限幅器内部发生熔化现象所需时间受信号幅值变化的影响更为明显, 发生熔化现象所消耗能量受信号频率变化的影响更为明显.

附录 A 模型中各参数取值

表 A1 UniBo 模型相关参数
Table A1. Parameters related to UniBo model.

参数	电子(P)	空穴(B)
$\mu_{\max}/(\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1})$	1441	470.5
c	-0.11	0
γ	2.45	2.16
$\mu_{0d}/(\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1})$	$62.2 T_n^{-\gamma_{0d}}$	$90.0 T_n^{-\gamma_{0d}}$
γ_{0d}	0.7	1.3
$\mu_{1d}/(\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1})$	$48.6 T_n^{-\gamma_{1d}}$	$28.2 T_n^{-\gamma_{1d}}$
γ_{1d}	0.7	2.0
$\mu_{1a}/(\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1})$	$73.5 T_n^{-\gamma_{1a}}$	$28.2 T_n^{-\gamma_{1a}}$
γ_{1a}	1.25	0.8
C_{r1}/cm^{-3}	$8.5 \times 10^{16} T_n^{\gamma_{r1}}$	$1.3 \times 10^{18} T_n^{\gamma_{r1}}$
γ_{r1}	3.65	2.2
C_{r2}/cm^{-3}	$1.22 \times 10^{17} T_n^{\gamma_{r2}}$	$2.45 \times 10^{17} T_n^{\gamma_{r2}}$
γ_{r2}	2.65	3.1
C_{s1}/cm^{-3}	$4.0 \times 10^{20} T_n^{\gamma_{s1}}$	$1.1 \times 10^{18} T_n^{\gamma_{s1}}$
γ_{s1}	0	6.2
$C_{s2}/(10^{20} \text{cm}^{-3})$	7.0	6.1
α	0.68	0.77
β	0.72	0.719
$\mu_{0a}/(\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1})$	$132.0 T_n^{-\gamma_{0a}}$	$44.0 T_n^{-\gamma_{0a}}$
γ_{0a}	1.3	0.7

表 A2 Conwell-Weisskopf 模型相关参数
Table A2. Parameters related to Conwell-Weisskopf model.

参数	值
$D/(\text{cm}^{-1} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1})$	1.04×10^{21}
F/cm^{-2}	7.452×10^{13}

表 A3 v_{sat} 相关计算参数
Table A3. Parameters related to the calculation of v_{sat} .

参数	电子	空穴
$v_{\text{sat},0}/(10^7 \text{cm} \cdot \text{s}^{-1})$	1.07	0.837
$v_{\text{sat},\text{exp}}$	0.87	0.52

表 A4 Canali 模型相关参数
Table A4. Parameters related to Canali model.

参数	电子	空穴
β_0	1.109	1.213
β_{exp}	0.66	0.17

表 A5 SRH 复合模型相关参数
Table A5. Parameters related to SRH Recombination model.

参数	电子	空穴
$\tau_{\text{min}}/\text{s}$	0	0
$\tau_{\text{max}}/\mu\text{s}$	10	3
$\tau_0/\mu\text{s}$	10	3
$N_{\text{ref}}/(10^{16} \text{cm}^{-3})$	1	1
γ	1	1
T_a	-1.5	-1.5
$E_{\text{trap}}/\text{eV}$	0	0

表 A6 俄歇复合模型相关参数
Table A6. Parameters related to Auger recombination model.

参数	电子	空穴
$A_A/(10^{-32} \text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1})$	6.7	7.2
$B_A/(10^{-33} \text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1})$	245	4.5
$C_A/(10^{-33} \text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1})$	-2.2	2.63
H	3.46667	8.25688
$N_0/(10^{18} \text{cm}^{-3})$	1	1

表 A7 雪崩模型相关参数
Table A7. Parameters related to avalanche model.

参数	电子	空穴
a_0/V	4.65403	2.26018
a_1/mV	-8.76031	13.4001
$a_2/\mu\text{V}$	13.4037	-5.87724
a_3/nV	-2.75108	-1.14021
b_0/V	-0.128302	0.058547
$b_1/(10^{-4} \text{V})$	44.5552	-1.95755
$b_2/(10^{-7} \text{V})$	-108.66	2.44357
$b_3/(10^{-10} \text{V})$	92.3119	-1.33202
$b_4/(10^{-14} \text{V})$	-182.482	2.68082
b_5/V	-4.82689×10^{-15}	0
b_6/V	1.09402×10^{-17}	0
b_7/V	-1.24961×10^{-20}	0
b_8/V	7.55584×10^{-24}	0
b_9/V	-2.28615×10^{-27}	0
b_{10}/V	2.73344×10^{-31}	0
$c_0/(10^3 \text{V} \cdot \text{cm}^{-1})$	7.76221	19.5399
$c_1/(\text{V} \cdot \text{cm}^{-1})$	25.18888	-104.441
$c_2/(\text{V} \cdot \text{cm}^{-1})$	-1.37417×10^{-3}	0.498768
$c_3/(\text{V} \cdot \text{cm}^{-1})$	1.59525×10^{-4}	0
$d_0/(10^5 \text{V} \cdot \text{cm}^{-1})$	7.10481	20.7712
$d_1/(10^3 \text{V} \cdot \text{cm}^{-1})$	3.98594	0.993153
$d_2/(\text{V} \cdot \text{cm}^{-1})$	-7.19956	7.77769
$d_3/(\text{V} \cdot \text{cm}^{-1})$	6.96431×10^{-3}	0

参考文献

- [1] Yu X H, Chai C C, Liu Y, Yang Y T, Fan Q Y 2015 *Microelectron. Reliab.* **55** 1174
- [2] Zhang C B, Zhang J D, Wang H G, Du G X 2015 *Microelectron. Reliab.* **55** 508
- [3] Li H, Chai C C, Liu Y Q, Wu H, Yang Y T 2018 *Chin. Phys. B* **27** 088502
- [4] Zhang C B, Zhang J D, Wang H G, Du G X 2016 *Microelectron. Reliab.* **60** 41
- [5] Zhou L, Chen X, Peng H L, Yin W Y, Mao J F 2018 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **60** 1427
- [6] Zhou L, Zhang S, Yin W Y, Mao J F 2016 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **58** 487
- [7] Zhao Z G, Ma H G, Wang Y 2012 *J. Microwaves* **28** 297 (in Chinese) [赵振国, 马弘舸, 王艳 2012 *微波学报* **28** 297]
- [8] Zhang C B, Wang H G, Zhang J D, Du G X, Yang J 2014 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **56** 1545
- [9] Hampel G, Kolodner P, Gammel P L, Polakos P A, Obaldia E D, Mankiewich P M, Anderson A, Slattery R, Zhang D, Liang G C, Shih C F 1996 *Appl. Phys. Lett.* **69** 571
- [10] Liu Y, Chai C C, Fan Q Y, Shi C L, Xi X W, Yu X H, Yang Y T 2016 *Microelectron. Reliab.* **66** 32
- [11] Ma Z Y, Chai C C, Ren X R, Yang Y T, Chen B 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 078501 (in Chinese) [马振洋, 柴常春, 任兴荣, 杨银堂, 陈斌 2012 *物理学报* **61** 078501]
- [12] Ma Z Y, Chai C C, Ren X R, Yang Y T, Qiao L P, Shi C L 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 128501 (in Chinese) [马振洋, 柴常春, 任兴荣, 杨银堂, 乔丽萍, 史春蕾 2013 *物理学报* **62** 128501]
- [13] Ren X R, Chai C C, Ma Z Y, Yang Y T, Qiao L P 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 068501 (in Chinese) [任兴荣, 柴常春, 马振洋, 杨银堂, 乔丽萍 2013 *物理学报* **62** 068501]
- [14] Liu Y, Chai C C, Yu X H, Fan Q Y, Yang Y T, Xi X W, Liu S B 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 038402 (in Chinese) [刘阳, 柴常春, 于新海, 樊庆扬, 杨银堂, 席晓文, 刘胜北 2016 *物理学报* **65** 038402]
- [15] Zhang Y Z, Meng F B, Zhao G 2017 *High Power Laser Part. Beams* **29** 093002 (in Chinese) [张永战, 孟凡宝, 赵刚 2017 *强激光与粒子束* **29** 093002]
- [16] Zhou H A, Du Z W, Gong K 2005 *High Power Laser Part. Beams* **17** 783 (in Chinese) [周怀安, 杜正伟, 龚克 2005 *强激光与粒子束* **17** 783]
- [17] Qi Y J, Li Y D, Hao Y, Wang H G, Li P, Liu C L 2014 *J. Microwaves* **30** 220 (in Chinese) [戚玉佳, 李永东, 郝勇, 王洪广, 李平, 刘纯亮 2014 *微波学报* **30** 220]
- [18] Li Y, Yi C, Xie H Y, Xia H F, Wang J G 2013 *High Power Laser Part. Beams* **25** 2061 (in Chinese) [李勇, 宣春, 谢海燕, 夏洪富, 王建国 2013 *强激光与粒子束* **25** 2061]
- [19] Hu K, Li T M, Wang H Y, Zhou Y H 2014 *High Power Laser Part. Beams* **26** 063015 (in Chinese) [胡凯, 李天明, 汪海洋, 周翼鸿 2014 *强激光与粒子束* **26** 063015]
- [20] Yi S P, Du Z W, Zhao J T, Zhao G 2019 *Chin. J. Radio Sci.* **34** 479 (in Chinese) [易世鹏, 杜正伟, 赵景涛, 赵刚 2019 *电波科学学报* **34** 479]
- [21] Wang M, Ma H G 2018 *High Power Laser Part. Beams* **30** 063002 (in Chinese) [王明, 马弘舸 2018 *强激光与粒子束* **30** 063002]
- [22] Zhao Z G, Ma H G, Zhao G, Wang Y, Zhong L Q 2013 *High Power Laser Part. Beams* **25** 1741 (in Chinese) [赵振国, 马弘舸, 赵刚, 王艳, 钟龙权 2013 *强激光与粒子束* **25** 1741]
- [23] Susanna R, Marina V, Luigi C, Massimo R, Giorgio B, Andreas D S, Fridolin I, Norbert F, Wolfgang F, Lucia Z 2002 *IEEE. Trans. Electron. Devices* **49** 490
- [24] Canali C, Majni G, Minder R, Ottaviani G 1975 *IEEE. Trans. Electron. Devices* **22** 1045
- [25] Leenov D 1964 *IEEE. Trans. Electron. Devices* **11** 53

Mechanism and rule of microwave pulse response of two-stage PIN limiter*

Gao Ming-Xuan¹⁾ Zhang Yang^{1)†} Zhang Jun²⁾

1) (*College of Advanced Interdisciplinary Studies, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China*)

2) (*College of Science, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China*)

(Received 14 September 2023; revised manuscript received 25 November 2023)

Abstract

This paper aims to analyze the failure mechanism of the two-stage PIN limiter after having been injected by a microwave pulse. A two-stage PIN limiter model with high computational efficiency and accuracy is built by using the method of field-circuit collaborative simulation. Using this model, the temperature change of the PIN diodes during the injection of microwave pulse is simulated. The melting temperature of the PIN diode is selected as the failure criterion of the PIN limiter. The time and energy required for the failure of the PIN limiter under injection of microwave pulses with different frequencies and amplitudes are simulated. Furthermore, the mechanisms that trigger off these effects are analyzed. The relationship between the microwave pulse parameters and the PIN limiter failure time is summarized by using an empirical formula.

According to the simulation results, the temperature change of the second-stage PIN diode is relatively small compared with that of the first-stage. During the injection of the microwave pulse, the failure time and energy consumption of limiter show a certain regularity with the variation of microwave pulse amplitude and frequency, and this work discusses this regularity from the following three aspects. Firstly, the failure time and energy consumption decrease in a similar trend with frequency increasing. And with the increase in signal amplitude, the failure time and energy consumption tend to stabilize. Secondly, the increase in the signal amplitude leads failure time to decrease, which is similar to the relationship between failure time and the signal frequency mentioned before. But as the signal's amplitude increases, the energy consumption first increases and then decreases slightly when the amplitude reaches about 900 V. Based on the theoretical analysis and the physical image of the two-stage PIN limiter, the reasons for these effects can be explained as the changes in the I-region's impedance and heat distribution change caused by electric field changes. Thirdly, the failure time and energy consumption show different sensitivities to different parameters of the microwave pulse. The signal frequency change has greater influence on the energy consumption than the signal amplitude change, while the amplitude change can exert a greater influence on the failure time than the frequency change.

Keywords: two-stage PIN limiter, microwave pulse, field-circuit collaborative simulation, heat effect

PACS: 84.30.Qj, 85.30.De

DOI: [10.7498/aps.73.20231495](https://doi.org/10.7498/aps.73.20231495)

* Project supported by the Natural Science Foundation of Hunan Province, China (Grant No. 2023JJ40675), the Science and Technology Innovation Plan of Hunan Province, China (Grant No. 2021RC2065), and the Scientific Research Plan of National University of Defense Technology, China (Grant No. ZK22-42).

† Corresponding author. E-mail: 16103271g@connect.polyu.hk



双级PIN限幅器的微波脉冲响应机理及规律

高铭萱 张洋 张军

Mechanism and rule of microwave pulse response of two-stage PIN limiter

Gao Ming-Xuan Zhang Yang Zhang Jun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 068401 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231495

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231495>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于室内可见光通信技术的新型两级光学接收天线设计与分析

Design and analysis of novel two-stage optical receiving antenna for indoor visible light communication technology

物理学报. 2018, 67(9): 094201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172341>

光纤激光器中包层功率剥离器散热性能的优化

Optimization of thermal performance of cladding power stripper in fiber laser

物理学报. 2020, 69(1): 014204 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191093>

太阳电池阵二级轻气炮超高速撞击特性研究

Hypervelocity impact damage properties of solar arrays by using two-stage light gas gun

物理学报. 2019, 68(22): 220201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191132>

太赫兹波生物效应

Biological effects of terahertz waves

物理学报. 2021, 70(24): 240701 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211996>

基于多角度投影激光吸收光谱技术的两段式速度分布流场测试方法

Two-stage velocity distribution measurement from multiple projections by tunable diode laser absorption spectrum

物理学报. 2019, 68(24): 247801 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191223>

空间碎片超高速撞击下太阳电池阵伏安特性

Hypervelocity impact on volt-ampere characteristic of solar arrays by using two-stage light gas gun

物理学报. 2021, 70(18): 188801 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210458>