

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins, des Verbandes Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen = Bulletin de l'Association Suisse des Electriciens, de l'Association des Entreprises électriques suisses

Band: 68 (1977)

Heft: 6

Artikel: Zur dynamischen Phase der Thyristorzündung

Autor: Jaecklin, A. A. / Lawatsch, H.

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-915013>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 15.10.2024

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Zur dynamischen Phase der Thyristorzündung

Von A. A. Jaecklin und H. Lawatsch

621.382.333.34 : 621.3.032.42

Die dynamische Phase der Thyristorzündung setzt sich aus dem Zusammenbruch der Raumladungszone und der anschliessenden Ausbreitung der gezündeten Fläche zusammen. Anhand eines sinushalbwellenförmigen Strompulses wird mittels optischer und elektrischer Messungen ein gutes Mass für die gezündete Fläche bei kurzen wie auch bei langen Zeiten gefunden. Aus diesen Daten lässt sich die momentane Stromdichte, Leistungsdichte und Temperaturüberhöhung berechnen. Für zwei verschiedene Gatestrukturen sind die Unterschiede in der momentanen Temperaturverteilung wesentlich grösser, als die im Datenblatt angegebene Verlustenergie pro Impuls vermuten lässt.

La phase dynamique de l'allumage d'un thyristor comprend la contraction de la zone de charge d'espace et l'élargissement de la zone allumée qui la suit. Grâce à des mesures optiques et électriques et sur la base d'impulsions de courant sinusoïdales, on a pu trouver une mesure valable de cette surface allumée aussi bien pour les temps courts que pour les temps les plus longs. A partir de ces données, on peut calculer les densités de courant et de puissance et l'élévation de température momentanées. Pour deux structures de gâchette différentes, les différences obtenues dans la répartition momentanée et locale de la température sont sensiblement plus élevées que celles que l'on pourrait déduire des énergies de pertes par impulsion indiquées dans les feuilles techniques.

1. Einleitung

Die Grenze der elektrischen Belastbarkeit eines Thyristors ist in den meisten Fällen durch die Bahnverluste der Ladungsträger im leitenden Zustand gegeben, die eine starke Erwärmung hervorrufen. Insbesondere werden durch inhomogene Erwärmung die theoretisch erreichbaren Grenzen herabgesetzt. Abgesehen von material- und prozessinduzierten Fehlern tritt während der Zündung notwendigerweise eine inhomogene Erwärmung auf. Ziel dieses Beitrages ist es, zusätzliche Information über diese in der Nähe der Zündelektrode lokalisierte Erwärmung zu erarbeiten. Vor allem bei den mit kurzzeitigen, hohen Stromimpulsen beanspruchten Frequenzthyristoren kann die Anwendbarkeitsgrenze durch diese momentane, lokale Temperaturüberhöhung bestimmt werden. Da Frequenzthyristoren typischerweise knapp dimensioniert sind und demzufolge einen kleinen Spielraum für Temperaturüberhöhungen aufweisen, wird dieses Problem noch verschärft. Weil sich die kurzzeitige Belastung von Frequenzthyristoren in der Praxis häufig auf Sinushalbwellen beschränkt, baut die folgende Analyse auf dem Beispiel einer relativ kurzen Sinushalbwelle auf.

2. Zündvorgang

2.1 Allgemeines

Der Zündvorgang im Thyristor kann als Sequenz verschiedener Prozesse dargestellt werden, indem er vorteilhafterweise in vier Phasen eingeteilt wird, nämlich je zwei statische und zwei dynamische Phasen. Hierbei beschreiben die beiden statischen Phasen das Erreichen der Zündschwelle, bis ein regenerativer Prozess stattfindet [1; 2]¹⁾. Die erste dynamische Phase ist charakterisiert durch das Einsetzen des regenerativen Zündvorganges, gekennzeichnet durch den Zusammenbruch der am Thyristor anliegenden Spannung und durch die Bildung des ersten Zündkanals [3...5]. Es wird postuliert, dass elektrostatische Prozesse, die sich während der statischen Phasen des Zündvorganges abspielen, Form und Breite des ersten Zündkanals bestimmen [4]. In diesem Falle hätte der nachfolgende Stromimpuls nur einen geringen Einfluss auf die Grösse des ersten Zündkanals. Mit der Ausbreitung des gezündeten Bereiches (Plasma) über die ganze Aktivfläche während der zweiten dynamischen Phase findet der Zündvorgang seinen Abschluss [6; 7].

Inhomogene Erwärmung tritt während der beiden dynamischen Phasen auf. Am ideal funktionierenden Thyristor soll die Abschätzung der dynamischen Temperaturerhöhung während der ersten dynamischen Phase [4] ergänzt werden durch

eine entsprechende Untersuchung der zweiten dynamischen Phase. Falls der Stromimpuls vor Abschluss des Ausbreitungsvorganges abklingt, ist eine erhebliche Inhomogenität der Erwärmung in der Region des ersten Zündkanals zu erwarten.

2.2 Zweite dynamische Phase

Zur Beschreibung der zweiten dynamischen Phase ist die Kenntnis der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Zündfront notwendig. Messungen mit Potentialsonden einerseits [6], mit Infrarot-Rekombinationslicht andererseits [7] deuten darauf hin, dass die Zündfront mit zunehmender Distanz diffus wird, was eine Definition der gezündeten Fläche erschwert. Im folgenden soll versucht werden, durch eine Kombination von optischer und elektrischer Messung einen wohldefinierten Wert für die gezündete Fläche zu finden und auf dieser Basis mittels einer einfachen, modellmässigen Analyse einen zusätzlichen Einblick in die thermischen Vorgänge zu gewinnen.

3. Experiment

3.1 Allgemeines

Es ist ein Ziel der vorliegenden Arbeit, einen Thyristor mit konventionellem Zentralgate mit einer Ausführung zu vergleichen, die eine verzweigte Gatestruktur (Fingergate) aufweist. Beide Thyristoren haben identische Axialstruktur und werden über einen Hilfsthystor gleicher Dimensionierung gezündet (amplifying gate [9]).

Als Belastungsbeispiel werden typische Kommutierungsimpulse, d.h. Sinushalbwellen mit einem Scheitelwert I_0 von 2800 resp. 1600 A und einer Basisbreite t_B von 120 μ s, gewählt. Eine solche Belastung entspricht etwa den bei Traktionsanwendungen auftretenden Kommutierungsimpulsen.

3.2 Optische Messung

Dank einem mit allerdings sehr geringer Quantenausbeute erzeugten Rekombinationsleuchten ($\lambda = 1,14 \mu$ m) ist es möglich, die örtliche Ladungsträgerverteilung festzustellen [8], die ihrerseits ein Mass für die lokale Stromdichte gibt. Mittels eines stroboskopisch getriggerten Infrarot-(IR-)Bildwandlers, dessen Zeitfenster vor Beginn des Vorganges geöffnet und zu einem gegebenen Zeitpunkt wieder geschlossen wird, ist der Zündvorgang bei repetitiven Experimenten (50 Hz) untersucht worden. Der Zeitnullpunkt ist beim Zusammenbruch der Spannung auf 50 % der Schaltspannung definiert.

Bei der angelegten Spannung $U_0 = 800$ V und einer induktiven Last von $L = 2 \mu$ H ($di/dt = 400$ A/ μ s; Gatepuls $I_G =$

¹⁾ Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

1,8 A) ist nach 2 μ s die Ladungsträgerverteilung am Thyristor mit Zentralgate aus Fig. 1a ersichtlich. Zu beachten ist die inhomogene Verteilung am Hilfsthistor (innerer Ring); am Emitterring des Hauptthyristors (äusserer Ring) resultiert jedoch eine homogene Ladungsträgerverteilung und damit auch eine gleichmässige Stromverteilung. Eine weitere Aussage lässt sich aus diesem Bild nicht gewinnen, da ausserhalb der Gate-region das Rekombinationsleuchten durch die Metallisierung abgedeckt wird.

Unter identischen Versuchsbedingungen ist in Fig. 1b eine Struktur mit einem Fingergate in Form eines Speichenrades wiedergegeben. Wiederum kann trotz inhomogener Stromverteilung am Hilfsthistor auf eine homogene Stromverteilung am Emitterring des Hauptthyristors geschlossen werden.

Um den Beginn der zweiten dynamischen Phase untersuchen zu können, wurde ein polierter Schnitt eines Thyristors mit normalem Gate, jedoch mit ähnlicher Axialstruktur wie jene der in Fig. 1 gezeigten Thyristoren, präpariert. Durch die Optik des Bildwandlers leicht verzerrt zeigt Fig. 2a den ca. 1 mm breiten Thyristor, dessen Anodenseite auf einer Cu-Platte aufgelötet ist (unterer Teil des Bildes); oberhalb des Halbleiterplättchens sind die trapezförmig scheinenden Kontakte für Kathode und Gate angebracht.

Der Gateimpuls ist so kurz gewählt, dass er ausserhalb des Zeitfensters liegt und keinen Beitrag zum Rekombinationsleuchten liefert. Die Bilderserie Fig. 2b...h zeigt die zeitliche Entwicklung des ersten Zündkanals bei einem Stromanstieg pro Längeneinheit des Kathodenrandes von 30 A/ μ s cm. Um die schlecht gekühlte Struktur nicht zu überlasten, wurde der Stromimpuls mit konstantem di/dt nur knapp über 5 μ s gefahren. Insbesondere bei kurzen Zeiten dominiert das Rekombinationsleuchten auf der Anodenseite [4]. Die Breite des anodenseitigen Flecks in Fig. 2c...h wird daher als Mass für den gezündeten Bereich verwendet.

Bei einer homogen zündenden Struktur (Fig. 1) dürfen die in Fig. 2c...h abgebildeten Vorgänge auf alle Punkte dieser Struktur übertragen werden. Für das Zentralgate mit 2,2 cm Emitterringlänge lässt sich die Grösse der gezündeten Fläche bei einem Stromanstieg von 66 A/ μ s ermitteln. Dieser Stromanstieg entspricht etwa jenem der 2800-A-Sinushalbwellen. Da auf eine densitometrische Analyse von Fig. 2c...h verzichtet wurde, haben die in Fig. 3 über die IR-Messung erhaltenen Werte relativen Charakter.

Es ist interessant festzustellen, dass der erste Zündkanal von Anbeginn eine feste Breite zu haben scheint und sich erst bei Zeiten grösser als 2 μ s merklich vergrössert. Differenziert man den zwischen die extremen IR-Werte in Fig. 3 gelegten Streck-

Fig. 1
Rekombinationsleuchten von Thyristorstrukturen mit amplifying gate
(1,8 A Gatepuls, $di/dt = 400$ A/ μ s, $t = 2$ μ s)
a Zentralgate
b Fingergate
Unten rechts: Angabe der relativen Belichtungszeit

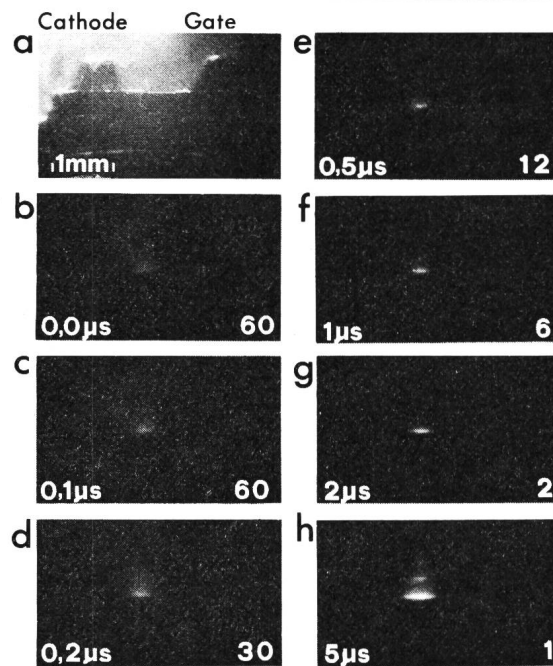
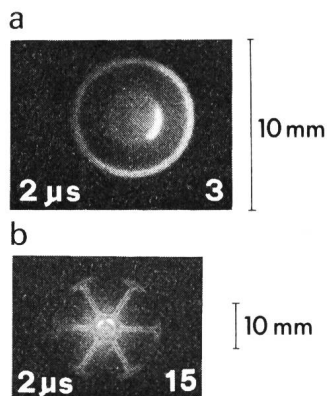


Fig. 2 Rekombinationsleuchten am polierten Schnitt eines 1 mm breiten Thyristors mit Normalgate

- a Geometrie, mit Bildwandler betrachtet
- b Rekombinationsleuchten bei 50% Spannung
- c...h erster Zündkanal bei verschiedenen Verzögerungszeiten (unten links); relative Belichtungszeit jeweils unten rechts

kenzug, dann erhält man aus der entsprechend aufgetragenen Breite des gezündeten Flecks (Fig. 2c...h) in Fig. 4 eine Ausbreitungsgeschwindigkeit v , die mit der Zeit ansteigt.

3.3 Elektrische Messung

Ein durchgeschalteter Thyristor kann im Strom-Spannungs-Diagramm bekanntlich durch eine linearisierte Diodenkennlinie mit der Schleusenspannung U_{T0} und einer Ersatzgeraden beschrieben werden, deren Steigung dem differentiellen Widerstand r_0 entspricht. Analog lässt sich für die Momentanwerte für Strom i_T und Spannung u_T ein zeitlich veränderlicher differentieller Widerstand r_T definieren:

$$r_T = \frac{u_T - U_{T0}}{i_T} \quad (1)$$

Aus einer Spannungsmessung bei eingprägtem sinushalbwellenförmigem Strom mit 1600 A resp. 2800 A Scheitelwert ist der relative differentielle Widerstand r_T/r_0 ermittelt und in Fig. 5 für die beiden Strukturen aufgetragen worden. Da der Einfluss unterschiedlicher Ströme auf den momentanen differentiellen Widerstand relativ gering ist, werden alle folgenden Untersuchungen auf 2800-A-Impulse beschränkt.

Sobald die axiale Ladungsträgerverteilung ihren Quasi-Gleichgewichtszustand erreicht hat, kann der Momentanwert r_T als Mass für die relative Grösse der zu diesem Zeitpunkt effektiv gezündeten Fläche A_T dienen:

$$\frac{A_T}{A_0} = \frac{r_0}{r_T} \quad (2)$$

A_0 bedeutet hier die Fläche des vollständig durchgeschalteten Thyristors. Die Grösse der gezündeten Fläche ist gemäss Gl. (2) aus den Messwerten errechnet und in Fig. 3 eingetragen worden. Die auf das Zentralgate abgestimmte IR-Messung nähert sich bei 5 μ s recht gut der entsprechenden elektrischen

Messung an. Bei kürzeren Zeiten verliert die aus der elektrischen Messung bestimmte Fläche ihre praktische Bedeutung. Zur Erreichung des axialen Ladungsträgergleichgewichtes ist offenbar eine Zeit notwendig, die etwa 3 Trägerlebensdauern τ entspricht ($\tau = 1,5 \mu\text{s}$). Von diesem Moment an liefert die einfache elektrische Messung ohne jegliche Präparation einen sehr guten Einblick in den Vorgang der Zündausbreitung.

In Analogie zum Zentralgate werden die in Fig. 3 aufgetragenen Werte für das Fingergate für $t > 5 \mu\text{s}$ als repräsentativ für die gezündete Fläche betrachtet. Da die entsprechende IR-Messung bei fast zehnmal geringerer Stromdichte fehlt, wird der asymptotische Wert für kurze Zeiten aus der gezündeten Fläche bei $t = 5 \mu\text{s}$ abgeschätzt (extrapolierter Wert in Fig. 3):

$$t < 5 \mu\text{s}: \frac{A}{A_0} \approx 0,02 \quad (3)$$

4. Analyse

Da die Grösse der gezündeten Fläche sowohl bei kurzen als auch bei langen Zeiten mit guter Genauigkeit gemessen werden kann, soll darauf eine modellmässige Analyse mit folgenden Annahmen aufgebaut werden:

1. homogene Zündung und Stromdichte im gezündeten Bereich
2. abrupte Zündfront
3. adiabatische Verhältnisse
4. homogene Leistungsdichte in axialer Richtung

Für die beiden in Fig. 1 wiedergegebenen Strukturen (32 mm Aussendurchmesser der Aktivfläche) lässt sich aus deren Geometrie die Grösse der gezündeten Fläche in Abhängigkeit der Ausbreitungsdistanz bestimmen, woraus die aktive Länge der Zündfront, Fig. 6, abgeleitet werden kann. Bemerkenswert ist der steigende Verlauf beim Zentralgate, der einem wachsenden Durchmesser der gezündeten Fläche entspricht. Im Gegensatz dazu steht die Kurve beim Fingergate, die zuerst konstant bleibt; nachdem ein Teil der Zündfront den äusseren Rand erreicht hat, beginnt die aktive Länge der Zündfront immer rascher abzunehmen. Aus den in Fig. 3 und Fig. 6 aufgetragenen Werten lässt sich auch für die elektrische Messung die Geschwindigkeit v der Zündausbreitung bestimmen:

$$v = \frac{1}{l} \cdot \frac{dA}{dt} \quad (4)$$

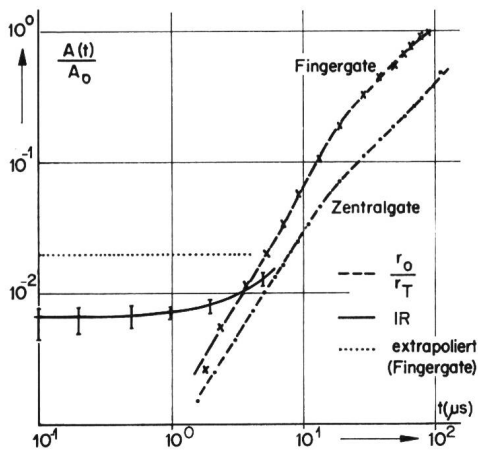


Fig. 3 Grösse der gezündeten Fläche $A(t)$ für $I_0 = 2800 \text{ A}$ bezogen auf $A_0 = 7,4 \text{ cm}^2$ für Zentralgate resp. $6,7 \text{ cm}^2$ für Fingergate. Für die IR-Messung gibt der Balken die maximale Ablesunsicherheit wieder; extrapolierter Wert gemäss Gl. (2)

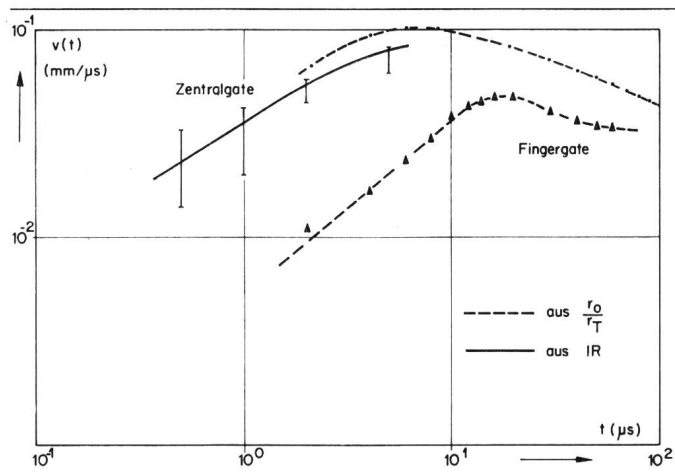


Fig. 4 Ausbreitungsgeschwindigkeit v der Zündfront für $I_0 = 2800 \text{ A}$

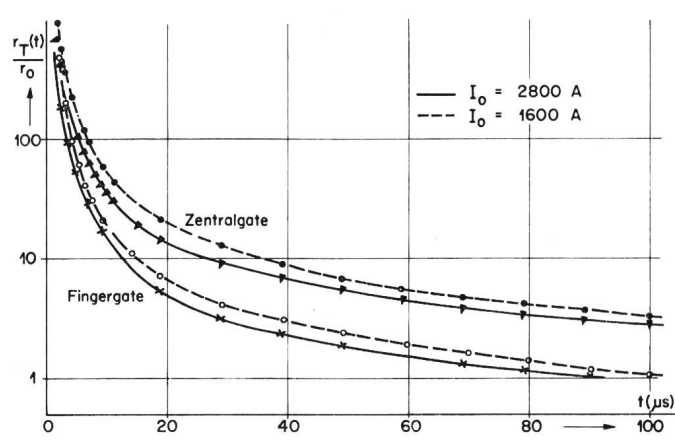


Fig. 5 Differenzieller Widerstand $r_T(t)$
Statische Kennlinie beider Thyristoren:
 $U_{T0} = 1,5 \text{ V}$, $r_0 = 0,38 \text{ m}\Omega$

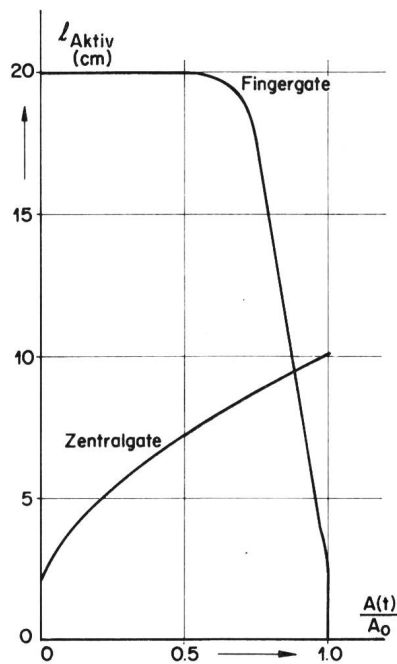


Fig. 6 Aktive Länge der Zündfront l

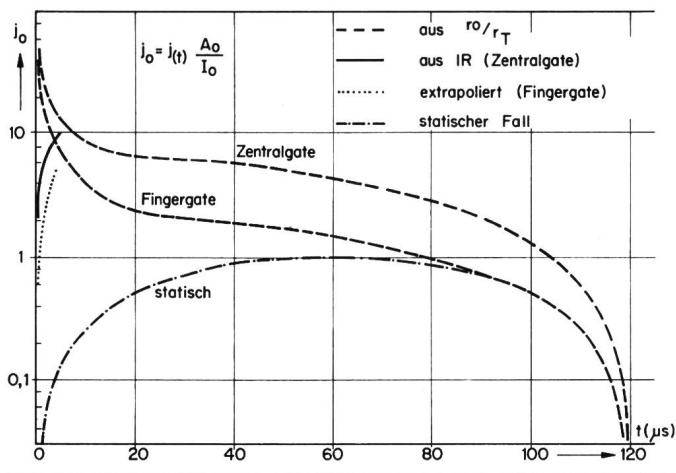


Fig. 7 Stromdichte am Emitterring für $I_0 = 2800$ A, normiert auf den Maximalwert des statischen Falles

Die in Fig. 4 eingetragenen Werte für das Zentralgate ergänzen recht gut die aus den IR-Aufnahmen bestimmten Geschwindigkeiten. Da die elektrische Messung nur für $t > 5$ μ s repräsentative Werte für die gezündete Fläche liefern kann, ist die Bedeutung der Messpunkte bei kleineren Zeiten gering. Charakteristisch für diese Messmethode ist die gute Wiedergabe der Ausbreitungsgeschwindigkeit bei grösseren Zeiten. Einen qualitativ ähnlichen Verlauf zeigt die Kurve für das Fingergate. Wegen der geringeren lokalen Stromdichten ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit durchwegs kleiner. Aus demselben Grund dürfte das Maximum zu einem späteren Zeitpunkt erreicht werden.

Die Grösse der gezündeten Fläche (Fig. 3) erlaubt es, die Stromdichte $j(t) = i_T/A(t)$ am Emitterring zu berechnen. In Fig. 7 ist die Stromdichte j aufgetragen, normiert in bezug auf die maximale Stromdichte im statischen Fall, d.h. bei voll durchgeschaltetem Thyristor.

Für das Zentralgate fällt der Zeitpunkt der maximalen Stromdichte am Emitterring zusammen mit der Übergangzone zwischen optischer und elektrischer Messung und erreicht etwa den zehnfachen statischen Maximalwert. Während des Impulses klingt die Stromdichte langsam ab, wobei sie jedoch immer erheblich höher bleibt als der entsprechende Wert des statischen Falles. In der Übergangzone zwischen elektrischer Messung und extrapoliertem Wert erreicht die Stromdichte am Emitterring des Fingergate etwa den fünffachen Maximalwert des statischen Falles. Nach einem monotonen Absinken der Stromdichte schmiegt sie sich während der zweiten Hälfte des Impulses dem statischen Fall an.

Aus der Stromdichte lässt sich die Leistungsdichte am Emitterring bestimmen:

$$p(t) = j \cdot u_T = j (U_{T0} + r_T i_T) \quad (5)$$

Da das elektrisch gemessene u_T eingeht, werden automatisch auch die während der ersten dynamischen Phase auftretenden Verluste mitberücksichtigt. Abgesehen von grösseren Abweichungen gegenüber dem statischen Fall zeigen die in Fig. 8 aufgezeigten Kurven qualitativ einen ähnlichen Verlauf wie jene für die Stromdichte.

Ausserdem findet man für die aus der IR-Messung abgeleitete Verlustleistung ein Maximum bei 2 μ s, das durch die rasch zusammenbrechende Spannung u_T erzeugt wird.

Für einen beliebigen Punkt im Abstand x_0 vom Emitterring, welcher nach der Zeit t_0 von der Zündfront erreicht wird, bleibt der Momentanwert von Stromdichte und Leistungsdichte bis zu diesem Zeitpunkt auf Null; nachher gilt die Kurve von Fig. 7 resp. Fig. 8.

Damit lässt sich die Verlustarbeit q pro Flächeneinheit als Orts- und Zeitvariable berechnen:

$$q(x_0, t) = \int_{t_0}^t p(\tau) d\tau \quad (6)$$

Der zeitliche Verlauf der Verlustarbeitsdichte am Emitterring, q_0 , wurde mittels numerischer Integration und einer Interpolation zwischen den für kürzere und für längere Zeiten gültigen Bereichen in Fig. 8 errechnet und in Fig. 9 aufgetragen.

Für adiabatische Verhältnisse und eine homogene Temperaturerzeugung in axialer Richtung der Tablette gilt für die lokale Temperaturüberhöhung die einfache Beziehung:

$$\Delta\theta(x_0, t) = \frac{q}{qcd} \quad (7)$$

Hierbei bedeuten q und c spezifisches Gewicht und spezifische Wärme von Silizium und d die Tablettendicke. Da sich $\Delta\theta$ proportional zu q verhält, gibt Fig. 9 auch den zeitlichen Verlauf der Temperaturüberhöhung am Emitterring wieder. Bemerkung:

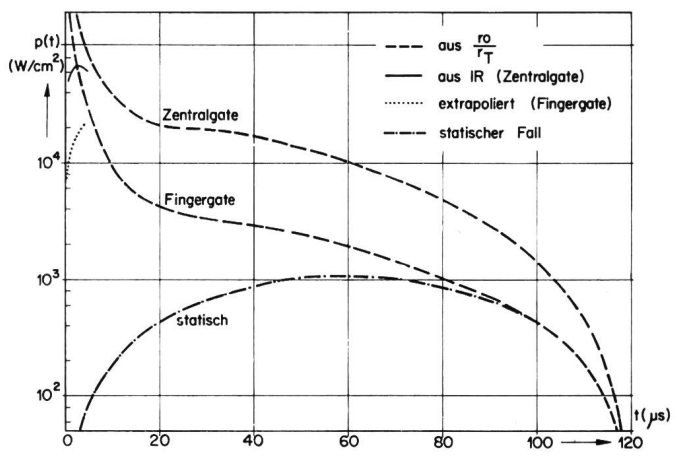


Fig. 8 Leistungsdichte am Emitterring für $I_0 = 2800$ A

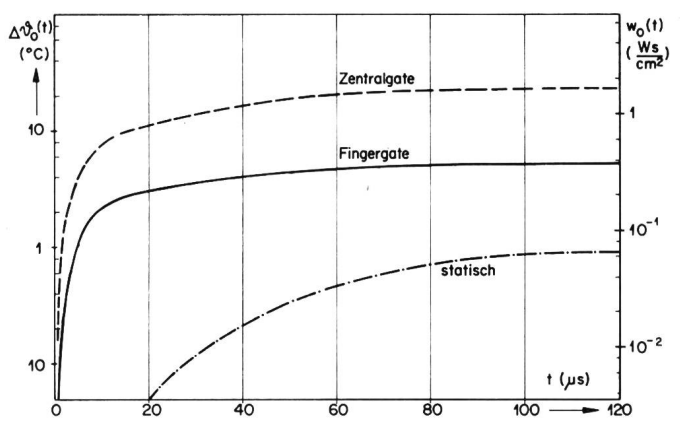


Fig. 9 Zeitlicher Temperaturverlauf $\Delta\theta_0$ resp. Verlustarbeitsdichte q_0 am Emitterring für $I_0 = 2800$ A

$$(q = 2,42 \text{ g/cm}^3, c = 0,757 \text{ Ws/g } ^\circ\text{C}, d = 400 \text{ } \mu\text{m})$$

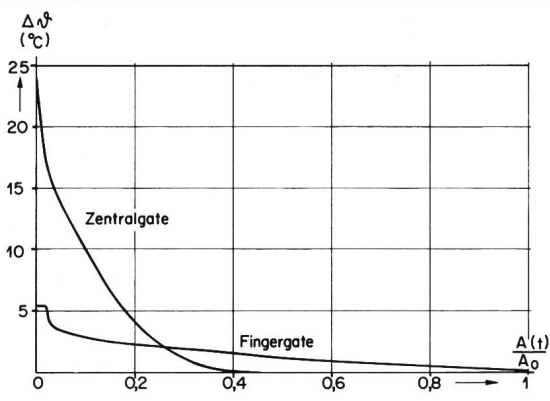


Fig. 10 Örtlicher Temperaturverlauf am Ende einer 2800-A-Sinushalb-
welle
Die Abszisse entspricht der relativen Grösse der gezündeten
Fläche während der Zündausbreitung mit dem gatenahen
Emitterringrand bei 0

kenswert ist bei beiden Strukturen der steile Temperaturanstieg während der ersten 10 μ s. Gegenüber dem Zentralgate liegt die Endtemperatur am Fingergate fast einen Faktor 5 tiefer. Der statische Fall liegt nochmals einen Faktor 5 tiefer als das Fingergate. Mit einer analogen Rechnung lässt sich die örtliche Temperaturüberhöhung ermitteln, die am Ende der Sinushalb-
welle erreicht wird. Um eine für beide Strukturen vergleichbare Darstellung zu erhalten, ist in Fig. 10 als Abszisse an Stelle des Abstandes vom Emitterringrand die relative Fläche aufgetragen. Beim Zentralgate fällt die extrem inhomogene Temperaturbelastung auf mit einer hohen Temperaturspitze am Emitterringrand (23 $^{\circ}$ C) neben einer Teilfläche, die überhaupt nicht gezündet wurde. Das Fingergate hingegen weist eine wesentlich homogenere Temperaturverteilung auf mit einer viel geringeren Maximaltemperatur am Emitterringrand (5 $^{\circ}$ C). Das Plateau bei kleinem A/A_0 deutet auf den relativ grossen Flächenanteil des ersten Zündkanals.

Bei einer Gehäusetemperatur von 25 $^{\circ}$ C wurde noch die totale Verlustarbeit pro Sinushalb-
welle bestimmt: Zentralgate 1,3 Ws, Fingergate 0,7 Ws. Die Unterschiede in der Verlustarbeit pro Impuls sind bei den beiden Strukturen wesentlich geringer als die Unterschiede in den maximalen dynamischen Temperaturüberhöhungen. Dies ist auf die viel kleinere Fläche zurückzuführen, die beim Zentralgate die Verlustarbeit aufnehmen muss. Daraus folgt, dass möglicherweise die in vielen Datenblättern für Frequenzthyristoren aufgeführte Verlustenergie pro Impuls für eine kritische Dimensionierung je nach Gatestruktur qualifiziert werden muss.

5. Diskussion

5.1 Annahmen

1. Ein *homogen verlaufender Einschaltprozess* setzt ein fehlerfrei funktionierendes Bauelement voraus. Wie die Aufnahmen in Fig. 1 von wahllos herausgegriffenen Elementen zeigt, dürfte diese Annahme mit guter Näherung erfüllt sein. Eine allfällige Behinderung der Ausbreitungsgeschwindigkeit durch Emitterringkurzschlüsse wird durch die Messung erfasst.

2. Da die wirkliche Diffusionsfront einen Gradienten hat, der mit der Zeit immer flacher wird, ist es mit den herkömmlichen Methoden [6; 7] schwierig, ein gutes Mass für die gezündete Fläche zu finden. Die Annahme einer *abrupten Zündfront* wird durch die elektrische Messung gestützt, die zu einer

effektiv gezündeten Fläche führt, wobei über die Stromtragfähigkeit der teilweise gezündeten Bereiche gemittelt wird. Einzig für Punkte, die gerade in der Zündfront liegen, ergibt die integrierte Belastung einen anfänglich zu kleinen Wert.

3. *Adiabatische Verhältnisse* dürfen gemäss [11] bei einer Tablettendicke von 400 μ m und einer Breite der gezündeten Fläche von $\geq 400 \mu$ m bis zu einer Impulsbreite von etwa 200 μ s vorausgesetzt werden.

4. Es ist bekannt, dass die Leistungsdichte in axialer Richtung ein Profil aufweist [11]. Bei Annahme einer *homogenen Leistungsdichte* muss ein Temperaturfehler in Kauf genommen werden, der ca. 20 % nicht übersteigen sollte.

5.2 Resultate

Die hier erarbeitete Temperaturverteilung kann als Mass für die thermisch bedingte Frequenzgrenze einer Thyristorstruktur gewertet werden, damit sie die 120- μ s-Sinushalbwellen, die einer Frequenz von etwa 4 kHz entsprechen, gefahrlos übersteht. Nebst der grossen momentanen Temperaturüberhöhung ist auch der steile Temperaturgradient in Fig. 10 zu berücksichtigen, der zu mechanischen Spannungen im Silizium und im Extremfall zu Materialermüdungen führt.

Im Gegensatz dazu scheint ein 4-kHz-Impuls für das Fingergate eine zumutbare Belastung zu sein, bei der auch keine grossen Temperaturgradienten entstehen. Die vorliegende Analyse beschränkt sich auf Einzelimpulse und macht keinerlei Aussagen über ein weiteres Aufschaukeln der Temperaturüberhöhung durch repetitiv angelegte Stromimpulse.

6. Schlussfolgerung

Die Kombination von optischen und elektrischen Messungen liefert Informationen, die die Grösse der gezündeten Fläche und die nicht konstanten Zündausbreitungsgeschwindigkeit recht gut beschreiben. Eine nachfolgende modellmässige Analyse gibt Aufschluss über die örtliche Temperaturüberhöhung, die stark von der Gatestruktur abhängt und die sich insbesondere bei repetitiver Beanspruchung noch aufschaukeln kann.

Literatur

- [1] J. Cornu and A. A. Jaecklin: Processes at turn-on of thyristors. Solid-State Electronics 18(1975)7/8, p. 683...689.
- [2] E. S. Yang and N. C. Voulgaris: On the variation of small signal alphas of a p-n-p-n device with current. Solid-State Electronics 10(1967)7, p. 641...648.
- [3] A. F. Kardo-Sysoev: Distribution of the potential in p-n-p-n structures during switching transients. Soviet Physics Semiconductors 5(1972)12, p. 2039...2041.
- [4] A. A. Jaecklin: The first dynamic phase at turn-on of a thyristor. Trans. IEEE ED 23(1976)8, p. 940...944.
- [5] F. Dannhäuser and P. Voss: A quasi-stationary treatment of the turn-on delay phase of one-dimensional thyristors: Part I: Theory. Trans. IEEE ED 23(1976)8, p. 928...936.
- [6] H. J. Ruhl: Spreading velocity of the active area boundary in a thyristor. Trans. IEEE ED 17(1970)9, p. 672...680.
- [7] I. Somos and D. E. Piccone: Plasma spread in high-power thyristors under dynamic and static conditions. Trans. IEEE ED 17(1970)9, p. 680...687.
- [8] W. Gerlach: Untersuchungen über den Einschaltvorgang des Leistungsthyristors. Telefunken-Zeitung 39(1966)3/4, S. 301...314.
- [9] D. I. Gray: This SCR is not for burning. Electronics 41(1968)20, p. 96...100.
- [10] I. V. Grekhov, M. E. Levinshstein and A. I. Uvarov: Simple model for the propagation of the on-state along a p-n-p-n structure. Soviet Physics Semiconductors 5(1971)6, p. 978...981.
- [11] A. A. Jaecklin, A. Marek and J. Cornu: Instantaneous temperature profiles inside semiconductor power devices. Part I and Part II. Trans. IEEE ED 21(1974)1, p. 50...60.

Adresse der Autoren

Dr. sc. techn. André A. Jaecklin und dipl. Ing. Herbert Lawatsch,
Abteilung EKE, Aktiengesellschaft Brown, Boveri & Cie, 5242 Birm.