

EE

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00080921

**Laserinduzierte Elektronenemission von  
Ferroelektrika**

LEX-10470  
SW 9611

Vom Fachbereich 12 (Elektrotechnik)  
der Technischen Universität Berlin zur  
Erlangung des Grades Doktor der Ingenieurwissenschaften  
genehmigte  
DISSERTATION,

vorgelegt von  
**Andreas Meineke**  
aus Kleinmachnow  
im Juli 1995

D 83

Thesis-1995-Meineke

# **Laserinduzierte Elektronenemission von Ferroelektrika**

Vom Fachbereich 12 (Elektrotechnik)  
der Technischen Universität Berlin

zur

Erlangung des Grades Doktor der Ingenieurwissenschaften

genehmigte

DISSERTATION,

vorgelegt von

Andreas Meineke

aus Kleinmachnow

im Juli 1995



D 83

Dissertation eingereicht am: 14. Juli 1995

Tag der wiss. Aussprache: 25. August 1995

Promotionsausschuß

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. D. Naunin

Berichter: Prof. Dr.-Ing. H. Henke

Prof. Dr. D. Hoffmann (Universität Erlangen)

## Abstract

Es werden Ergebnisse zur laserinduzierten Elektronenemission von Ferroelektrika, genauer gesinterter Keramiken der PLZT-Familie, dargestellt. Die Untersuchungen wurden mit den Schwerpunkten „normale Photoemission“ und „Selbstemission“ geführt.

In der Betriebsart „normale Photoemission“ ist die ferroelektrische Kathode in eine Vakuumdiode eingesetzt; es findet keine Beeinflussung der Polarisation im ferroelektrischen Material statt. Die emittierten Elektronen werden durch ein externes elektrisches Potential zur Anode beschleunigt. Für diesen Fall wurde im Gegensatz zu den bekannten Eigenschaften der Photoemission eine starke Abhängigkeit der Effektivität der Emission von der Leistungsdichte des auslösenden Laserstrahls gefunden. Das legt die Vermutung nahe, daß neben dem klassischen Photoeffekt noch andere, durch die Wechselwirkung der ferroelektrischen Kathode mit der Laserstrahlung hervorgerufene, Effekte wirken. Ferner wurde unter bestimmten Umständen eine Begrenzung der Emission beobachtet. Durch numerische Simulationsrechnungen konnte nachgewiesen werden, daß diese Begrenzung auf externen Raumladungseffekten beruht. In Lebensdauertests konnte eine Zuverlässigkeit ähnlich der von Metallkathoden gezeigt werden.

Bei der Betriebsart „Selbstemission“ handelt es sich um die laserinduzierte Emission von Stromdichten bis  $1 \text{ A/cm}^2$  ohne äußeres Extraktionspotential. Diese Art der Emission, die erstmals gezeigt werden konnte, basiert völlig auf den ferroelektrischen Eigenschaften der Kathode. Die Wechselwirkung zwischen der intensiven Laserstrahlung und der ferroelektrischen Kathode führt zu einer Ladungstrennung in der Kathode und dadurch zum Aufbau starker elektrischer Felder, die den emittierten Elektronen das Überwinden der Raumladungsbarriere ermöglichen. Der Mechanismus dieser laserinduzierten Ladungstrennung ist noch weitgehend unbekannt. Simulationsrechnungen lassen Rückschlüsse von den beobachteten Stromdichten der Selbstemission auf die Größe der notwendigen Ladungstrennung in der ferroelektrischen Kathode zu. Verschiedene photovoltaische und photoferroelektrische Effekte werden aufgeführt und Abschätzungen über ihren möglichen Anteil an der Ladungstrennung gemacht.



# Inhaltsverzeichnis

Abstract .....	iii
Inhaltsverzeichnis .....	1
1. Einleitung .....	3
1.1 Motivation der Arbeit und Einordnung .....	3
1.2 Kurze Übersicht über den Inhalt der Arbeit .....	4
2. Elektronenemission von Festkörpern .....	6
2.1 Das Napfmodell, Emissionsarten .....	6
2.2 Klassische Photoemission .....	8
2.3 Laserinduzierte Elektronenemission .....	10
2.4 Parameter bekannter Photokathoden .....	13
2.5 Ferroelektrika und Ferroelektrische Emission .....	15
2.5.1 Ferroelektrika .....	15
2.5.2 Ferroelektrische Emission .....	18
3. Laserinduzierte Elektronenemission von Ferroelektrika .....	23
3.1 Beschreibung der Meßapparatur .....	23
3.1.1 Überblick .....	23
3.1.2 Vakuumsystem .....	23
3.1.3 Laser und Optik .....	25
3.1.4 Elektronik .....	27
3.2 Begriffsdefinitionen .....	30
3.3 Ablauf der Messungen .....	32
3.4 Gemessene Abhängigkeiten .....	36
3.4.1 Normale Photoemission .....	36
3.4.2 Selbstemission .....	41
3.4.3 Verstärkte Emission .....	47
3.5 Beschreibung durch Modelle .....	49
3.5.1 Raumladungsbegrenzung .....	49
3.5.2 Selbstemission .....	59
3.5.3 Überprüfung des Modells für die Selbstemission .....	67
3.5.4 Photovoltaische Effekte .....	71
4. Schlußfolgerungen .....	75
4.1 Normale Photoemission .....	75
4.2 Selbstemission .....	79
4.3 Ausblick auf weitere Messungen .....	79
5. Zusammenfassung .....	81
Anhang - Liste der ferroelektrischen Kathoden .....	83
Literaturverzeichnis .....	84
Danksagung .....	91



# 1. Einleitung

## 1.1 Motivation der Arbeit und Einordnung

Diese Dissertation entstand im Rahmen meiner Tätigkeit, die ich am CERN\* (Europäisches Kernforschungszentrum in Genf, Schweiz) und an der Technischen Universität Berlin, Institut für Theoretische Elektrotechnik, von 1991 bis 1995 ausgeübt habe. Schwerpunkt war die Forschung zu ferroelektrischen Photokathoden.

Der Ansatzpunkt für diese Forschung war die Suche nach neuen Kathodenmaterialien für die Elektronenquellen zukünftiger Teilchenbeschleuniger und *Free Electron Laser* [TRAVIER94A, OETTINGER]. Bisher bekannte Photokathoden lassen sich allgemein in zwei Gruppen einteilen. Halbleiterkathoden erreichen eine sehr gute Quantenausbeute, zum Teil auch im Wellenlängenbereich des sichtbaren und infraroten Lichts, stellen jedoch sehr hohe Anforderungen an die Vakuummüte und haben nur eine unbefriedigende Lebensdauer. Metallkathoden erreichen akzeptable Quantenausbeute nur bei kurzen Wellenlängen (Ultraviolett, UV), sind dafür aber robust [TRAVIER94A]. Das Ziel unserer Entwicklung war daher eine robuste und langlebige Photokathode mit anwendbarer Effizienz auch im sichtbaren Bereich. Die ferroelektrische Photokathode stellt dafür einen aussichtsreichen Kandidaten dar. Die Untersuchungen auf diesem Gebiet begannen 1989 am CERN [GEISSLER90] und 1990 an der Technischen Universität Berlin, Institut für Theoretische Elektrotechnik [GUNDEL92]. Sie wurden am CERN in Zusammenarbeit mit der TU Berlin, der Universität Katowice (Polen), Physikalisches Institut, und teilweise dem Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire (LAL) in Paris-Orsay und dem Politechnikum Mailand, Sektion Physik, weitergeführt.

Auslösend für die Untersuchungen waren Ergebnisse auf dem Gebiet der feldinduzierten Elektronenemission von Ferroelektrika, insbesondere die 1988 am CERN erfolgte Entdeckung der intensiven feldinduzierten Elektronenemission von Ferroelektrika [GUNDEL89B]. Viele der dabei gewonnenen Erfahrungen und Vorstellungen gingen in die Arbeit zu den ferroelektrischen Photokathoden ein. Zur Wechselwirkung ferroelektrischer Materialien mit (Laser-) Licht können Ergebnisse der intensiven Arbeit vieler Forschungsgruppen in Zusammenhang mit optisch adressierbaren ferroelektrischen Speichern genutzt werden. Forschungsgegenstand ist dabei nicht die Emission von Elektronen, sondern die Erzeugung von Spannungen und Strömen in Abhängigkeit vom Zustand der im Ferroelektrikum gespeicherten binären Information.

---

\* CERN: Akronym nach dem Gründungsnamen „Conseil européen pour la recherche nucléaire“



Andere Forschungsgruppen, die ebenfalls auf dem Gebiet der laserinduzierten Elektronenemission von Ferroelektrika arbeiten oder gearbeitet haben, sind mir nicht bekannt. Daher ist der direkte Vergleich unserer Forschungsergebnisse und Vorstellungen mit der Literatur nicht möglich. Zur Einordnung der von uns erzielten Resultate dienen Veröffentlichungen über die Entwicklung von Photokathoden (nichtferroelektrischer Natur) zur Erzeugung intensiver Elektronenstrahlen für Anwendungen in der Beschleunigertechnik.

Bei unseren Untersuchungen konnten signifikante Unterschiede der laserinduzierten Elektronenemission von Ferroelektrika zu bekannten Eigenschaften der Photoemission von anderen Kathoden festgestellt werden. Die Effektivität der Emission von Ferroelektrika ist stark von der Leistungsdichte des auslösenden Laserpulses abhängig. Die dadurch entstandene Vermutung, daß es sich bei der laserinduzierten Elektronenemission von Ferroelektrika um einen teilweise neuen, bisher noch nicht beschriebenen Effekt handelt, wurde durch die erstmalige Beobachtung der von uns so genannten „Selbstemission“ bestätigt. Dabei handelt es sich um die laserinduzierte Emission von Elektronen ohne äußeres Extraktionspotential oder gegen ein Gegenfeld. Es wurden Elektronenenergien von bis zu 10 keV und Stromdichten von bis zu  $1,5 \text{ A/cm}^2$  gemessen [GEISSLER93, GEISSLER94A].

Die vorliegende Arbeit widmet sich in erster Linie der Beschreibung der Eigenschaften der laserinduzierten Elektronenemission von Ferroelektrika. Daneben wird durch Modellbildung eine Interpretation der Ergebnisse angestrebt. Die Möglichkeiten einer Anwendung ferroelektrischer Photokathoden werden ebenfalls diskutiert.

## ***1.2 Kurze Übersicht über den Inhalt der Arbeit***

In Kapitel 2 folgen Ausführungen über die verschiedenen Arten der Elektronenemission von Festkörpern, um später die laserinduzierte Elektronenemission von Ferroelektrika zuordnen zu können. Breiter eingegangen wird dabei auf die Photoemission und auf die Erwärmung der Photokathoden durch intensive Laserbestrahlung. Außerdem werden Aussagen über die Eigenschaften bekannter Photokathoden gemacht. Abschließend werden wichtige Eigenschaften von Ferroelektrika und der ferroelektrischen Elektronenemission erläutert.

Kapitel 3 beinhaltet die Meßergebnisse und die abgeleiteten Modellbildungen. Es beginnt mit einer Beschreibung der Meßapparatur und der Meßbedingungen. Dann werden die Meßergebnisse vorgestellt. Es wird gezeigt, daß die laserinduzierte Elektronenemission von Ferroelektrika eine starke Abhängigkeit von der Leistungsdichte der Laserstrahlung besitzt. Die Besonderheiten der sogenannten Selbstemission werden anhand von exemplarischen Messungen erläutert. Schließlich werden Modelle entwickelt, die Teile der Emissionscharakteristik

beschreiben. Dadurch wird gezeigt, daß die Beschränkung der gemessenen Effektivität vor allem auf externe Raumladungseffekte zurückzuführen ist; aus dem gemessenen Werten zur Selbstemission werden Hinweise auf die sie verursachenden Vorgängen in der ferroelektrischen Kathode gewonnen. Zur Wechselwirkung von Laserenergie und spontaner Polarisierung im Ferroelektrikum wird u. a. Literatur zu photovoltaischen Effekten ausgewertet, und es werden Abschätzungen zu den zu erwartenden Auswirkungen getroffen. Dabei ergeben besonders der anomale photovoltaische Effekt in Ferroelektrika und die photoferroelektrischen Effekte Ansatzpunkte zur Erklärung der laserinduzierte Elektronenemission von Ferroelektrika.

Im Kapitel 4 werden die bei den Experimenten aufgetretenen Hinweise auf die Eigenschaften der laserinduzierten Elektronenemission von Ferroelektrika noch einmal zusammengetragen. Daraus werden Schlußfolgerungen für mögliche Anwendungen ferroelektrischer Photokathoden und eine weitere experimentelle Arbeit abgeleitet.

In Kapitel 5 folgt schließlich die Zusammenfassung.

## 2. Elektronenemission von Festkörpern

### 2.1 Das Napfmodell, Emissionsarten

Das grundlegende Modell zur Elektronenemission von Festkörpern ist das Schottkysche Napfmodell [SCHOTTKY]. In Abb. 2.1 ist es für einen Schnitt durch ein Metall im Vakuum dargestellt.

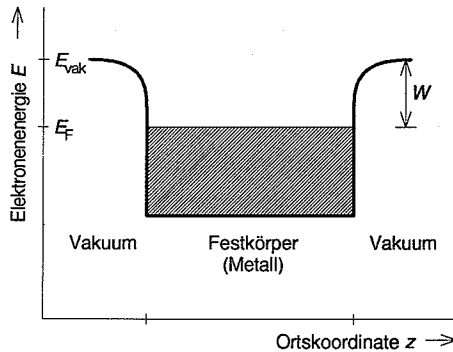


Abb. 2.1: Napfmodell

Der Boden des Potentialtopfes stellt eine Approximation des Potentials der Atomrümpfe dar. Die Leitungselektronen im Metall füllen die Zustände bis zur Fermienergie  $E_F$ . Für Halbleiter bzw. Isolatoren muß man die entsprechenden Bandstrukturen berücksichtigen. Verläßt ein Elektron den Festkörper, so muß Arbeit verrichtet werden, da es sich von seiner Spiegelladung entfernt. Wird als Vakuumergie  $E_{vak}$  der Nullpunkt der kinetischen Energie der Elektronen im Vakuum angenommen, so ist die Austrittsarbeit  $W$  die Differenz zwischen Vakuumergie und Fermienergie. Nur Elektronen mit einer kinetischen Energie größer oder gleich  $W$  können den Festkörper verlassen. Nach der Art der Erlangung dieser Energie kann man verschiedene Arten der Emission unterscheiden. Stammt diese Energie aus der thermischen Bewegung der Elektronen, spricht man von thermischer Emission. Die Besetzung der Energiezustände nach der Fermiverteilung führt dazu, daß ein (sehr kleiner) Teil der Festkörperelektronen bei Temperaturen  $T > 0\text{ K}$  eine kinetische Energie größer als  $W$  hat. Diese Elektronen können den Festkörper verlassen und bilden den thermischen Emissionsstrom. Die Richardsonsche Gleichung [BARKHAUSEN, PHILIPPOW86, S. 483] stellt eine aus der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen im Festkörper abgeleitete Beziehung zwischen Temperatur, Austrittsarbeit und Sättigungsstromdichte  $j$  her:

$$j = AT^2 e^{-W/KT}. \quad (2.1)$$

Dabei ist  $k$  die Boltzmann-Konstante ( $8,62 \cdot 10^{-5}$  eV/K) und  $A$  die materialabhängige Richardsonsche Konstante. Für Wolfram beträgt sie zum Beispiel  $60 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-1}$ . Um die emittierten Elektronen von der Kathode zur Anode zu beschleunigen, wird eine Extraktionsspannung  $U_{\text{ex}}$  zwischen Kathode und Anode angelegt. Wird diese Spannung über ein bestimmtes Maß erhöht, tritt der Schottkyeffekt ein [PHILIPPOW88, S. 427]. Die äußere Feldstärke  $E_0$ , die durch die Extraktionsspannung und die Geometrie bestimmt ist, verbiegt den Potentialverlauf am Napfrand und verringert damit die Austrittsarbeit um den Betrag  $\Delta W$  (Abb. 2.2). Es gilt

$$\Delta W = \sqrt{\frac{q_e^3 E_0}{4\pi\epsilon_0}}, \quad (2.2)$$

wobei  $q_e$  die elektrische Elementarladung und  $\epsilon_0$  die Dielektrizitätskonstante des Vakuums ist. Nach [FISCHER] wird der Schottkyeffekt ab Extraktionsfeldstärken von ca. 3 MV/m wirksam, was in etwa der in unseren Experimenten benutzten maximalen Feldstärke entspricht.

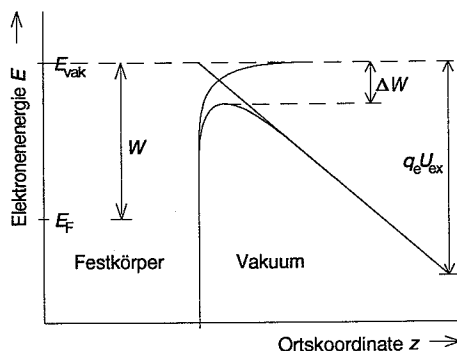


Abb. 2.2: Verringerung der Austrittsarbeit durch Schottkyeffekt, nach [HERRMANN]

Wird die Feldstärke  $E_0$  weiter erhöht, so können die Elektronen den immer dünner werdenden Potentialwall vor der Oberfläche durchtunneln, es tritt Feldemission ein. Auch durch das Auftreffen von Teilchen auf den Festkörper können Elektronen ausgelöst werden. Bei Elektronen, Ionen und Atomen spricht man von Sekundärelektronenemission, bei Photonen von Photoemission.

## 2.2 Klassische Photoemission

Um die Besonderheiten der laserinduzierten Elektronenemission von Ferroelektrika einordnen zu können, sollen zunächst die allgemeinen Eigenschaften der Photoemission beschrieben werden. Zur Unterscheidung soll sie in der vorliegenden Arbeit als klassische Photoemission bezeichnet werden.

Erste experimentelle Arbeiten zum äußeren Photoeffekt wurden um das Jahr 1900 durchgeführt (siehe z. B. [HERRMANN]). Die dabei gefundenen Ergebnisse, nach denen die Zahl der Photoelektronen proportional zur Lichtintensität, ihre kinetische Energie nach dem Verlassen des Festkörpers jedoch unabhängig davon ist, führten Einstein zur Hypothese der Lichtquanten (Photonen). Ein Photon wechselwirkt mit einem Festkörperelektron und überträgt diesem seine Energie, die das Elektron eventuell befähigt, den Festkörper zu verlassen. Die Einsteinsche Gleichung lautet:

$$E_{\text{kin max}} = h\nu - W \quad (2.3)$$

Dabei ist  $E_{\text{kin max}}$  die maximale kinetische Energie der emittierten Elektronen,  $W$  die vom Elektron zu leistende Austrittsarbeit,  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum ( $6,6 \cdot 10^{-34}$  Js) und  $\nu$  die Frequenz des absorbierten Lichtquants. Setzt man  $E_{\text{kin max}}$  gleich null, erhält man für  $\nu$  die langwellige Grenze der Emission. Bei der Photoemission von Halbleitern und Isolatoren ergeben sich etwas andere Verhältnisse. Das Fermi-niveau liegt in diesem Fall in einer verbotenen Zone.

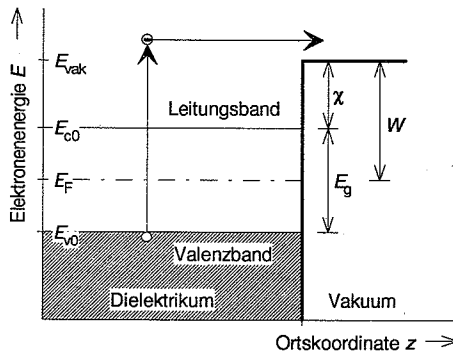


Abb. 2.3: Elektronenaustritt aus einem Dielektrikum, nach [HERRMANN]

Elektronen müssen aus dem Valenzband angeregt werden. Daher ist nach [HERRMANN] die notwendige Grenzenenergie pro Photon  $h\nu_{gr}$  gegeben durch

$$h\nu_{gr} = E_g + \chi. \quad (2.4)$$

Abb. 2.3 veranschaulicht diesen Fall:  $E_g$  ist die Energielücke zwischen Valenz- und Leitungsband,  $E_{c0}$  und  $E_{v0}$  geben die Leitungs- bzw. Valenzbandkante an,  $\chi$  ist die Elektronenaffinität des Materials. Für die bei den in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Experimenten benutzten ferroelektrischen Materialien liegt die Energielücke  $E_g$  bei 3...3,5 eV [HAERTLING]. Die Elektronenaffinität ist für  $\text{LiNbO}_3$ , ein ferroelektrischer Kristall, in [ROZENMAN89] mit 0,25 eV angegeben. Die Grenzenergie  $h\nu_{gr}$  kann man folglich zu 3,5...4 eV abschätzen. Zur klassischen Elektronenemission von den von uns benutzten ferroelektrischen Materialien ist also eine Lichtwellenlänge im UV-Bereich notwendig.

Die Quantenausbeute  $\eta$  wird aus der Anzahl der emittierten Elektronen  $N_{\text{Elek}}$  und der Anzahl der eingestrahnten Photonen  $N_{\text{Phot}}$  zu

$$\eta = N_{\text{Elek}} / N_{\text{Phot}} \quad (2.5)$$

definiert. Bei einer mehr technologische Arbeit auf dem Gebiet der Photokathoden ist es praktischer, von den direkt gemessenen Größen der emittierten Ladung  $Q_{\text{em}}$  und eingestrahnten Laserenergie  $E_L$  auszugehen. Man erhält dann

$$\eta = \frac{Q_{\text{em}} h\nu}{E_L q_e} \quad (2.6)$$

und als direktes Verhältnis dieser beiden Größen die Effektivität  $S$  der Kathode:

$$S = Q_{\text{em}} / E_L. \quad (2.7)$$

Als Beziehung zwischen Effektivität und Quantenausbeute findet man

$$\eta = S \frac{h\nu}{q_e}, \quad (2.8)$$

oder als Größengleichung

$$\eta = S [\text{nC/mJ}] \cdot h\nu [\text{eV}] \cdot 10^{-6}. \quad (2.9)$$

Zur Beschreibung der Abhängigkeit der Emission von Temperatur und Wellenlänge wurden aus der Sommerfeldschen Elektronentheorie die entsprechenden Formeln entwickelt (Fowler-DuBridge-Theorie) [HERRMANN]. Im allgemeinen Fall, also auch für Multiphotoneneffekte, gilt für die Emissionsstromdichte  $j$  [YEN80]:

$$j = \sum_{n=0}^{\infty} j_n \quad (2.10)$$

mit

$$j_n = a_n \left( \frac{q_e}{h\nu} \right)^n A \{ (1-R) I_p \}^n T^2 F \left( \frac{n h \nu - W}{kT} \right). \quad (2.11)$$

Dabei ist  $F(x)$  die sogenannte Fowler-Funktion mit

$$F(x) \approx \begin{cases} e^x & x \leq 0 \\ \frac{\pi^2}{6} + \frac{x^2}{2} - e^{-x} & x \geq 0 \end{cases} \quad (2.12)$$

$A$  die Richardsonsche Konstante (s. Gl. 2.1),  $a_n$  eine materialabhängige Konstante, die die Austrittswahrscheinlichkeit eines Elektrons enthält,  $R$  der Reflektionsgrad der Oberfläche,  $T$  die absolute Temperatur des Elektronengases,  $I_p$  die Leistungsdichte des Laserstrahls (gemessen in Leistung pro Flächeneinheit) und  $n$  die Anzahl der Photonen, mit denen ein Elektron wechselwirkt. Für  $n = 0$  ergibt sich die Richardsonsche Gleichung (2.1), für  $n = 1$  die bekannte Fowlersche Formel für den Einphotoneneffekt und für  $n > 1$  die Formeln für Multiphotoneneffekte. Bei der Auswertung von (2.10) findet man, daß für einen gegebenen Satz von Parametern ein  $j_n$  bei weitem dominiert [YEN80]. In der doppelt logarithmischen Darstellung vom Emissionsstrom als Funktion der Lichtintensität ergibt sich  $n$  als Anstieg der Geraden der Meßwerte.

### 2.3 Laserinduzierte Elektronenemission

Bei intensiver Laserbestrahlung einer Photokathode treten zusätzlich zu den im vorherigen Abschnitt beschriebenen Effekten noch weitere auf. Das sind

- Erwärmung der Kathodenoberfläche und dadurch auftretende thermostimulierte Photoemission [YEN80] oder thermische Emission
- Oberflächenphotoeffekte.

Bei der Betrachtung der Erwärmung der Kathode sind für kurze und lange Laserpulse unterschiedliche Ansätze notwendig. Kurz und lang gilt hier relativ zur Größenordnung der Zeitkonstanten  $\tau$ , für den Energieübertrag von den Elektronen auf das Gitter. Da die Laserenergie zunächst an die Elektronen abgegeben wird, kommt es bei kurzen Pulsen zu einem deutlichen Unterschied zwischen der Elektronentemperatur  $T_e$  im Festkörper und der Gittertemperatur  $T_i$  [ANISIMOV]. Für Metalle liegt  $\tau$  bei etwa einer Pikosekunde [BRORSON].

In realen Ferroelektrika ist es wesentlich schwieriger, einen Wert für  $\tau$ , anzugeben, da die Wechselwirkung der Elektronen mit dem Gitter stark von der Güte des Gitters abhängt [GERTHSEN]. Man kann aber ausgehend von der Kornstruktur eine maximale Stoßzeit von Elektronen im Leitungsband abschätzen. Nimmt man die kinetische Energie der heißen Elek-

tronen mit 0,5 eV an, so erreichen sie bei einer Korngröße von 5...10 µm nach etwa 10 ps die nächste Korngrenze.

Für lange Pulse kann die Oberflächentemperatur aus der eindimensionalen Gleichung des Wärmetransports abgeleitet werden [BECHTEL]. Für einen räumlich und zeitlich gleichverteilten Laserpuls ergibt sich als Funktion der Dauer  $t$  des Laserpulses die Änderung der Oberflächentemperatur  $\vartheta$  zu

$$\vartheta(t) = \frac{I_p(1-R)}{K\alpha} \left\{ e^{\kappa\alpha^2 t} \left[ 1 - \operatorname{erf}(\alpha\sqrt{\kappa t}) \right] - 1 \right\} + \frac{2I_p(1-R)}{K} \sqrt{\frac{\kappa t}{\pi}}. \quad (2.13)$$

Dabei ist  $I_p$  die Leistungsdichte des Laserstrahls,  $R$  der Reflektionsgrad der Kathodenoberfläche,  $K$  die Wärmeleitfähigkeit,  $\alpha$  die Absorptionskonstante des Lichts und  $\kappa$  die Diffusionskonstante als Funktion der Wärmeleitfähigkeit, der Dichte  $\rho$  und der Wärmekapazität  $c$  mit

$$\kappa = \frac{K}{\rho c}. \quad (2.14)$$

Die Parameter  $\alpha$  und  $R$  hängen stark von der Wellenlänge des Laserpulses ab. Tabelle 2.1 gibt jeweils typische Werte der Konstanten für die ferroelektrische Keramik und ein Metall bei ca. 350 nm Wellenlänge an (nach [LBIII/28A, LBIII/15B, SEAGER]).

Konstante	$R$ [1]	$K$ [W/(K m)]	$\rho$ [kg/m <sup>3</sup> ]	$c$ [J/(kg K)]	$\alpha$ [1/m]
PLZT	0,5	2	7800	330	$10^4$
W	0,95	170	19300	130	$10^8$

Tab. 2.1: Konstanten für ferroelektrische Keramik (PLZT) und Wolfram

Mit diesen Konstanten kann man die in Tab. 2.2 gegebene maximale Oberflächenerwärmung für die einzelnen in den Experimenten benutzten Laserpulslängen und Laserleistungsdichten mit Gl. 2.13 berechnen; zunächst ohne Rücksicht auf die Gültigkeit der Näherung für lange Pulse.

Pulslänge $t_p$	$I_p$ [MW/cm <sup>2</sup> ]	$E_p/A$ [J/cm <sup>2</sup> ]	$\vartheta(t_p)$ [K]	
			PLZT	W
5 ns	20	0,1	2,0	35
50 ps	200	0,01	0,2	40
140 fs	$2 \cdot 10^5$	0,03	0,5	450

Tab. 2.2: Maximale Oberflächenerwärmung nach der Näherung für lange Pulse

Bei der laserinduzierten Erwärmung der ferroelektrischen Keramik ergeben Berechnungen nach [BECHTEL] bei den gegebenen Laserpulslängen (max. 5 ns), daß die Wärmeleitung in



der Erwärmungsphase vernachlässigt werden kann. Die Diffusion der Wärme in die Tiefe des Materials braucht deutlich längere Zeit, wobei dann die Temperatur aber schnell abnimmt. Dadurch bleibt bei der ferroelektrischen Keramik die Erwärmung annähernd auf das absorbierende Volumen beschränkt. Sie beträgt maximal einige Kelvin, selbst wenn man größere Unsicherheiten bei den Werten der Konstanten in Tab. 2.1 annimmt. So ist die Absorptionskonstante  $\alpha$  stark von der Wellenlänge des eingestrahnten Lichts und der Herstellungsart des Ferroelektrikums abhängig [SEAGER, WÓJCIK]. Der angegebene Wert gilt für eine Wellenlänge von 350 nm und optisch hochwertiges Material. Eine Änderung der Absorptionskonstanten geht annähernd linear in die Oberflächenerwärmung  $\vartheta$  ein. Für längere Wellenlängen nimmt die Absorption ab, das erwärmte Volumen vergrößert sich, und die Erwärmung verringert sich demzufolge. Für kürzere Wellenlängen ergibt sich der entgegengesetzte Effekt. Die laserinduzierte Erwärmung des Materials reicht aber nicht aus, um die ferroelektrischen Eigenschaften der Kathode nachhaltig zu verändern, vor allem nicht in einer größeren Tiefe des Materials. Für das Eintreten von thermostimulierter Photoemission und thermischer Emission sind die erreichten Oberflächentemperaturen ebenfalls zu gering.

Ein anderes Bild ergibt sich für die Metallkathoden. Insbesondere bei den sehr kurzen Pulsen scheint eine deutliche Erwärmung des Kathodenmaterials einzutreten. Hier gilt jedoch die Näherung der langen Pulse nicht mehr, da die Elektronentemperatur  $T_e$  und die Gittertemperatur  $T_i$  getrennt betrachtet werden müssen. Sie werden durch ein System von gekoppelten Differentialgleichungen beschrieben. Auch hier kann man von der eindimensionalen Betrachtung ausgehen. Es gilt nach [FUJIMOTO]

$$\begin{aligned} c_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial t} &= K \frac{d^2 T_e}{dx^2} - g(T_e - T_i) + A(x, t) \\ c_i \frac{\partial T_i}{\partial t} &= g(T_e - T_i) \end{aligned} \quad (2.15)$$

mit  $c_e$  und  $c_i$  als den Wärmekapazitäten für das Elektronengas bzw. das Gitter,  $g$  als der Elektronen-Phononen Kopplungskonstante und  $A(x, t)$  der orts- und zeitabhängigen Energiezufuhr durch den Laser.  $c_e$  hängt dabei nach  $c_e = \gamma T_e$  von der Elektronentemperatur  $T_e$  ab,  $\gamma$  ist eine Materialkonstante. Da die Energie des Laserpulses zuerst auf das Elektronengas übergeht und dessen spezifische Wärmekapazität sehr viel kleiner ist als die des Gitters, heizen sich die Elektronen stark auf. Diese schnellen Elektronen verteilen die Laserenergie über ein größeres Volumen, bevor sie auf das Gitter übergeht. Für kurze Pulse ist deshalb die Zerstörschwelle kaum von der Pulslänge abhängig [CORKUM]. Nimmt man eine Absorption direkt an der Oberfläche ( $\alpha \rightarrow \infty$ ) und Laserpulse kürzer als  $\tau_r$  an, so ergibt sich folgender Zusammenhang zwi-

schen der absorbierten Energie pro Flächeneinheit  $E_{\text{abs}}$  und der Gittertemperatur nach dem Einwirken der Lasereinstrahlung  $T_{i1}$  [CORKUM]:

$$E_{\text{abs}} = c_i (T_{i1} - T_{i0}) \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \frac{64 K_0^2 E_{\text{abs}}}{\sqrt{\pi} T_{i1}^2 g^2 \gamma} \right)^{1/5} \quad (2.16)$$

Diese Gleichung kann numerisch für  $T_{i1}$  gelöst werden. Für die in Tab. 2.2 gegebenen Parameter ergibt sich anstelle der Erwärmung um 450 K (Näherung für lange Pulse) eine Erwärmung um 25 K (mit  $g = 10^{17} \text{ Wm}^{-3} \text{ K}^{-1}$  und  $\gamma = 125,9 \text{ JK}^{-2} \text{ m}^{-3}$  [ARDENNE, CORKUM]). Daher folgen die hohen Zerstörungsschwellen der Kathoden bei kurzen Pulsen.

Die Temperatur des Elektronengases liegt jedoch oberhalb des in Tab. 2.2 gegebenen Wertes. Setzt man für die in [CORKUM] abgeleitete Formel

$$T_e = \sqrt{\frac{2E_{\text{abs}}}{\gamma} \sqrt{\frac{\gamma T_i}{K_0 \pi t}} \exp\left(\frac{-\gamma T_i z^2}{4K_0 t}\right)} \quad (2.17)$$

die entsprechenden Werte ein ( $z = 0$  (Oberflächentemperatur),  $t = 140 \text{ fs}$ ), so ergibt sich eine Elektronentemperatur von ca. 850 K. Diese durch die Lasereinstrahlung erhöhte Temperatur des Elektronengases führt zu einer Verschmierung der Fermiverteilung des Elektronengases und damit zu thermisch stimulierter Photoemission und zu thermischer Emission [YEN82, DOWNER] in Übereinstimmung mit Gl. (2.10), in die die erhöhte Temperatur eingeht. Ab einer Leistungsdichte von  $1 \dots 10 \text{ GW/cm}^2$  kann es daher und wegen der dann auftretenden starken Zunahme der Effizienz des Zweiphotonenphotoeffekts [GIRARDEAU92] zu Nichtlinearitäten bei der Photoemission von Metallen kommen.

Für Ferroelektrika lassen sich prinzipiell die gleichen Schlüsse ziehen. Quantitative Angaben sind aber aus den oben genannten Gründen sehr schwierig. Literatur zur Wechselwirkung von Ferroelektrika mit sehr kurzen Laserpulsen liegt meines Wissens nach noch nicht vor.

In der verbreiteten Theorie wird der Photoeffekt als Volumeneffekt erklärt [SPICER]. Beim schrägen Einfall von intensivem, p-polarisiertem Licht nahe dem Brewsterwinkel tritt jedoch der Oberflächenphotoeffekt in den Vordergrund [AFIF, SRINIVASAN, FISCHER]. Das mit dem Laserstrahl verbundene elektrische Feld führt zu einer periodischen Verringerung des Potentialwalls vor dem Festkörper und damit zu einer Erhöhung der Quantenausbeute.

## 2.4 Parameter bekannter Photokathoden

Herkömmliche Photokathoden können grob in zwei Gruppen eingeteilt werden: Metallkathoden einerseits und Alkali- bzw. Halbleiterkathoden andererseits. Diese Gruppen unterscheiden

sich stark bezüglich der Quantenausbeute und den Anforderungen an das Vakuum [TRAVIER94A, VERNIER].

Metallkathoden haben eine verhältnismäßig niedrige Quantenausbeute. Bedingt durch die hohe Austrittsarbeit um 4 eV muß die Wellenlänge  $\lambda$  des Lasers im ultravioletten Bereich liegen. Als Beispiel sind in Tab. 2.3 die Quantenausbeuten für Kupfer bei verschiedenen Wellenlängen angegeben.

$\lambda$ [nm]:	193	213	266	308	355	532
$h\nu$ [eV]:	6,42	5,82	4,66	4,03	3,49	2,33
Cu	$2,0 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$2,2 \cdot 10^{-6}$	$1,6 \cdot 10^{-7}$	$8,0 \cdot 10^{-9}$	k. A.
Cs <sub>3</sub> Sb	k. A.	0,035	0,02	k. A.	0,018	0,0038

Tab. 2.3: Quantenausbeute  $\eta$  für Kupfer und Cs<sub>3</sub>Sb (nach [CHEVALLAY])

Für andere Metalle (Au, Mg) gelten ähnliche Werte [TRAVIER94A]. Metallkathoden sind einfach herzustellen und stellen keine sehr hohen Anforderungen an die Vakuummüte (ca.  $10^{-4}$  Pa, [KAWAMURA]), sie können durch Laserbeschuß oder Gasentladung wieder formiert werden. Die Lebensdauer liegt im Bereich von Wochen bis Jahren (z. T. quasi unendlich).

Typische Beispiele für Alkali- und Halbleiterkathoden sind Cs<sub>3</sub>Sb, CsK<sub>2</sub>Sb, CsI, Cs<sub>2</sub>Te und GaAs. Diese Kathoden erreichen sehr hohe Quantenausbeuten in einem breiten Wellenlängenbereich. Werte um 0,1 für  $\eta$  sind möglich (s. Tab. 2.3). Allerdings stellen sie höchste Ansprüche an die Vakuummüte, zum Teil sind Drücke unter  $10^{-8}$  Pa erforderlich. Die Kathoden dürfen nicht der Atmosphäre ausgesetzt werden, müssen also *in situ* erzeugt werden, ihre Lebensdauer liegt im Bereich von Stunden bis Wochen. Insgesamt ist ein hoher Aufwand für Herstellung und Pflege der Kathoden erforderlich, der einer breiten und dezentralen Anwendung entgegensteht.

Die Ladung, die mit einer Photokathode erzeugt werden kann, kann durch verschiedene Faktoren begrenzt sein. Eine Möglichkeit ist die Begrenzung durch das Produkt von Effektivität und verfügbarer Laserenergie pro Puls. Bei Halbleiterkathoden gibt es zusätzlich eine interne Ladungsbegrenzung auf Grund photovoltaischer Effekte [HERRERA]. Ein weiterer limitierender Faktor kann die externe Raumladungsbegrenzung sein. Schließlich treten ab einer bestimmten Laserenergiedichte Zerstörungen der Oberfläche auf. Diese Schwelle ist vom Kathodenmaterial, der Laserpulslänge und der Wellenlänge abhängig. Für Kupfer z. B. wird bei 10 ps-Pulsen und 266 nm Wellenlänge eine Grenze von  $100 \text{ mJ/cm}^2$  angegeben [TRAVIER94B]. Je nach gegebenen Bedingungen (geforderte Ladung pro Puls und angestrebte Wiederholrate, zur Verfügung stehender Laser, realisierbare Vakuumbedingungen, geforderte Lebensdauer)

kann die Wahl der Photokathode ganz unterschiedlich ausfallen [TRAVIER94A]. Ein Ziel dieser Arbeit soll es deshalb auch sein, Bereiche von Anwendungsparametern anzugeben, in denen die ferroelektrischen Photokathoden vorteilhaft eingesetzt werden können oder potentiell Vorteile erlangen (s. dazu Kap. 4).

## 2.5 Ferroelektrika und Ferroelektrische Emission

### 2.5.1 Ferroelektrika

In Dielektrika kann man den Zusammenhang zwischen der elektrischen Feldstärke  $E$  und der dielektrischen Verschiebungsdichte  $D$  für eine konstante Temperatur als

$$D(E) = \epsilon_0 E + P(E) \quad (2.18)$$

beschreiben, dabei stellt  $P$  die elektrische Polarisation des Materials dar. Wenn  $P$  für  $E = 0$  nicht identisch null wird, spricht man von einer remanenten Polarisation  $P_r = P|_{E=0}$ . Diese ist im allgemeinen temperaturabhängig (pyroelektrischer Effekt). Ist  $P_r$  durch ein äußeres elektrisches Feld umkehrbar, so handelt es sich bei dem entsprechenden Stoff um ein Ferroelektrikum. Der ferroelektrische Zustand ist dabei nur in einem Temperaturintervall stabil. Oberhalb einer Curietemperatur  $T_C$  geht der Kristall in den paraelektrischen Zustand über (vergl. Abb. 2.6 und 2.7, S. 17).

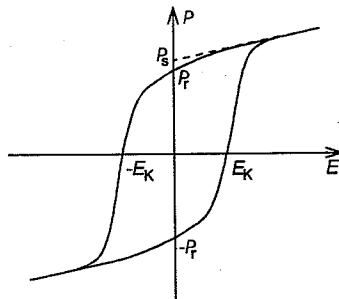


Abb. 2.4: Hysteresekurve eines ferroelektrischen Materials

Die Abhängigkeit der Polarisation von der elektrischen Feldstärke ist bei Ferroelektrika nicht-linear und mehrdeutig (Hysterese) sowie anisotrop (durch polare Achsen bestimmt). Die Hysteresekurve (Abb. 2.4) läßt die remanente Polarisation  $P_r$  und die Koerzitivfeldstärke  $E_K$  erkennen. Die spontane Polarisation entspricht dem Schnittpunkt der linearen Extrapolation des Verlaufs der Funktion  $P(E)$  in der Sättigung mit der  $P$ -Achse. Beispiele für Ferroelektrika

sind Bariumtitanat ( $\text{BaTiO}_3$ ), Triglyzinsulfat ( $\text{TGS}$ ,  $(\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COOH})_3 \cdot \text{H}_2\text{SO}_4$ ), Seignettesalz ( $\text{NaKC}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ ), Kaliumdihydrogenphosphat ( $\text{KDP}$ ,  $\text{KH}_2\text{PO}_4$ ), Bleizirkonattitanat ( $\text{PZT } y/1-y$ ,  $\text{Pb}(\text{Zr}_y\text{Ti}_{1-y})\text{O}_3$ ) und Bleilanthanumzirkonattitanat ( $\text{PLZT } x/y/1-y$ ,  $(\text{Pb}_{1-x}\text{La}_x)(\text{Zr}_y\text{Ti}_{1-y})\text{O}_3$ ). Eine umfassende Behandlung der Physik der Ferroelektrika und ihrer Anwendungen findet man z. B. in [LINES, JONA].

Die spontane Polarisation nimmt zum Teil sehr große Werte an (z. B. Bariumtitanat  $0,25 \text{ C/m}^2$  bei Raumtemperatur [JONA]) und wirkt dabei als Quelle für ein äußeres elektrisches Feld, in dem Energie gespeichert ist. Da jedes System bestrebt ist, ein Energieminimum anzunehmen, tritt in einem ferroelektrischen Kristall ab einer bestimmten Größe eine Domänenstruktur mit gegenseitiger Kompensation auf. Unter einer Domäne versteht man dabei ein abgegrenztes Gebiet im ferroelektrischen Kristall, in dem die spontane Polarisation die gleiche Ausrichtung und den gleichen Wert hat. In einem keramischen Material wird der Abschirmungseffekt durch die Körner mit zufällig verteilten polaren Achsen unterstützt. Hier kann makroskopisch von einer isotropen Verteilung der spontanen Polarisation ausgegangen werden (durch eine Vorpolarung kann man jedoch eine Vorzugsrichtung erzeugen). Freie Ladungsträger bewirken schließlich nach außen eine vollständige Abschirmung der Polarisation.

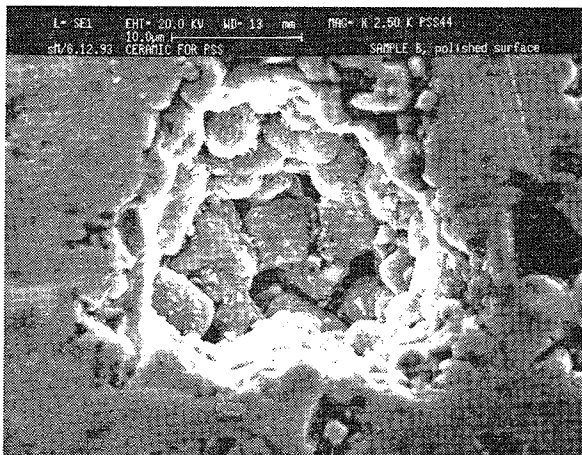


Abb. 2.5: Elektronenmikroskopische Aufnahme einer Keramik aus PLZT 2/95/5, Vergrößerung 2500fach, aus [MARSH].

Durch Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes kann die Polarisation umgekehrt werden, man spricht vom Schalten der spontanen Polarisation. In reiner Form kann diese Erscheinung aber nur in Einkristallen bei bestimmten Materialien beobachtet werden. In keramischen Materialien wirkt makroskopisch eine Überlagerung der Signale von vielen Körnern, die sich noch in

verschiedene Domänen unterteilen. Die Korngröße der in den Experimenten verwendeten Keramiken beträgt  $5 \dots 10 \mu\text{m}$ , das Kornvolumen etwa  $250 \mu\text{m}^3$ . Ein Kubikmillimeter enthält zwischen  $10^6$  und  $10^7$  Körner. Eine Änderung der makroskopischen Polarisation ist daher quasi stufenlos möglich. Einen Eindruck der Kornstruktur vermittelt Abb. 2.5. Es handelt sich um eine gesinterte Keramik aus PLZT 2/95/5. Man erkennt die lockere Kornstruktur und größere Hohlräume im Material; diese Eigenschaften sind durch die Herstellungstechnologie dieser speziellen Keramik bedingt.

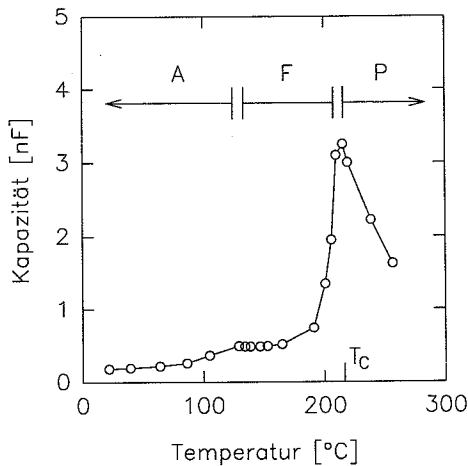


Abb. 2.6: Kapazität einer ferroelektrischen Kathode (PLZT 2/95/5, #L 10') als Funktion der Temperatur, angegeben ist die jeweils vorherrschende Phase (A): antiferroelektrisch, (F): ferroelektrisch (P): paraelektrisch und die Curietemperatur  $T_C$ , gemessen beim Heizen, Meßfrequenz 1 kHz.

Neben ferroelektrischen Materialien gibt es auch noch die antiferroelektrischen. Hier ist das Dipolmoment benachbarter Elementarzellen zueinander antiparallel, es kompensiert sich dadurch. Der antiferroelektrische Zustand kann durch hohe elektrische Felder in den ferroelektrischen Zustand überführt werden [WEIBMANTEL]. In Abhängigkeit von der Temperatur und der angelegten elektrischen Feldstärke kann ein Material (z. B. PLZT 2/95/5) im paraelektrischen, ferroelektrischen oder antiferroelektrischen Zustand sein, wobei die Übergänge diffus sind, es also zu einer Koexistenz der einzelnen Phasen kommt. In Abb. 2.6 ist die Kapazität einer ferroelektrischen Kathode in Abhängigkeit von der Temperatur dargestellt. Zwei Anomalien im Verlauf der Kapazität und damit auch der Dielektrizitätskonstante kennzeichnen

\* Liste der Kathoden s. Anhang

die Übergänge von der antiferroelektrischen zur ferroelektrischen und schließlich zur paraelektrischen Phase. In Abb. 2.7 ist nach [UJMA] der Anteil der einzelnen Phasen (antiferroelektrisch, ferroelektrisch, paraelektrisch) an einer Keramik aus PLZT 2/92/8 als Funktion der Temperatur dargestellt.

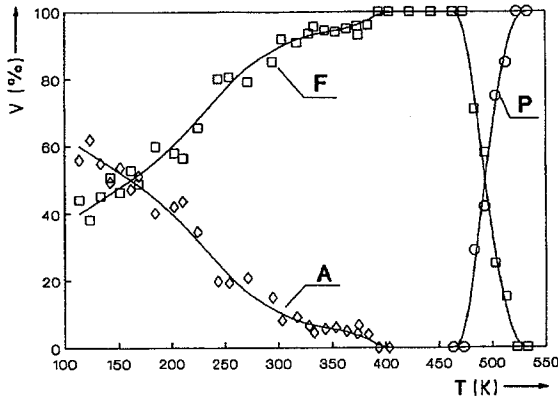


Abb. 2.7: Anteil der antiferroelektrischen (A), ferroelektrischen (F) und paraelektrischen (P) Phase an einer Keramik aus PLZT 2/92/8 in Abhängigkeit von der Temperatur, aus [UJMA, fig. 2]

Man erkennt deutlich die Koexistenz der Phasen in einem breiten Temperaturintervall. Der Übergang antiferroelektrisch-ferroelektrisch ist in der o. g. Literatur allerdings als außergewöhnlich diffus bezeichnet.

In der vorliegenden Arbeit werden mit „ferroelektrischen Photokathoden“ nicht nur solche Materialien bezeichnet, die sich ganz oder überwiegend in einer ferroelektrischen Phase befinden, sondern auch solche, die durch ein elektrisches Feld oder andere Einflüsse in diese Phase übergehen. Diese Bezeichnung wird also für alle solche Materialien gewählt, deren spezielle Eigenschaften als Photokathode entscheidend durch die Ferroelektrizität geprägt sind.

## 2.5.2 Ferroelektrische Emission

In Abschnitt 2.5.1 ist erläutert, daß die spontane Polarisation durch freie Ladungen abgeschirmt wird. Gelingt es, die Polarisation durch äußere Einflüsse zu ändern, so werden die Abschirmladungen frei. Die so erzeugte Ladungstrennung führt zu elektrischen Feldern und unter Umständen zur Emission von Elektronen. Die Änderung der Polarisation kann z. B. durch Temperaturänderung oder durch Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes erfolgen.

Dabei bestimmt die Geschwindigkeit der Änderung der Polarisation im Verhältnis zur Geschwindigkeit des möglichen Ladungsabflusses im Festkörperinneren und über die Oberfläche des Festkörpers die Höhe der entstehenden Felder und damit die Stärke der Emission. Emission ist nur von freier dielektrischer Oberfläche möglich, Metallelektroden führen die freigesetzten Ladungen dagegen sofort ab.

Durch Temperaturänderung und durch Schalten der spontanen Polarisation (z. B. durch Anlegen von 50 Hz Wechselspannung) wurden Emissionsstromdichten von bis zu  $10^{-7} \text{ A/cm}^2$  und Elektronenenergien bis zu  $10^6 \text{ eV}$  erreicht [ROSENBLUM, BRÄUNLICH, SUJAK78, ROZENMAN84, SUJAK85, ROZENMAN90, BIEDRZYCKI]. 1988 wurde am CERN die intensive feldinduzierte ferroelektrische Elektronenemission (auch kurz ferroelektrische Emission genannt) entdeckt [CERN-WB]. Durch sehr schnelle Änderung der Polarisation mittels Hochspannungspulsen (Anstiegszeiten in der Größenordnung von 100 ns) konnte eine intensive Elektronenemission erzeugt werden. Es wurden gepulste Emissionsstromdichten von mehr als  $100 \text{ A/cm}^2$  und emittierte Ladungen von bis zu  $2 \mu\text{C/cm}^2$  erreicht [HANDEREK, GUNDEL91, GUNDEL89A, GUNDEL89B, IVERS, AIRAPETOV]. Die dazu benutzte Schaltung entspricht im wesentlichen dem in Abb. 3.6 (S. 28) vorgestellten Pulskreis.

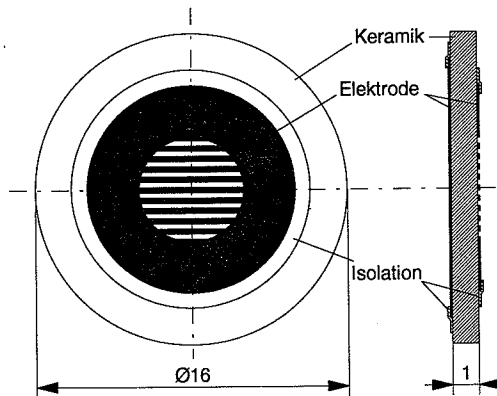


Abb. 2.8: Typische ferroelektrische Kathode, Darstellung nicht streng maßstäblich

Die Kathodengeometrie ist in Abb. 2.8 dargestellt. Da Kathoden mit der gleichen Geometrie auch zur laserinduzierten Elektronenemission benutzt werden, gehe ich hier auf die Geometrie etwas ausführlicher ein. Die Kathoden sind Scheiben aus gesintertem keramischen Material in einer Dicke von  $0,1 \dots 2 \text{ mm}$  und einem Durchmesser von  $16 \dots 20 \text{ mm}$ . Sie werden von einem Rohling (Stange) geschnitten und anschließend poliert. Als Elektrodenmaterial dient Gold oder eine Silberlegierung. Die Goldelektroden werden dabei durch Aufdampfen hergestellt und



haben eine Dicke von ca.  $1\text{ }\mu\text{m}$ . Die Silberelektroden werden im Siebdruckverfahren aufgebracht. Ihre Dicke beträgt  $50\text{ }\mu\text{m}$ . Zur Erhöhung der Überslagfestigkeit ist der Elektrodenrand mit einer Isolierschicht versehen. Sie besteht aus Glas (für die Silberelektroden) oder Magnesiumfluorid MgF (für die Goldelektroden). Damit Elektronen von der ferroelektrischen Oberfläche emittiert werden können, ist mindestens eine der beiden Elektroden als Gitter ausgebildet. Metallstreifen und Streifen freier Oberfläche von jeweils  $200\text{ }\mu\text{m}$  Breite wechseln einander ab. Durch einen äußeren Ring sind die Metallstreifen miteinander leitend verbunden. Eine Liste der in der vorliegenden Arbeit erwähnten ferroelektrischen Kathoden enthält der Anhang.

Der Mechanismus der Emission ist in Abb. 2.9 schematisch dargestellt. Der Zustand vor der Emission entspricht Abb. 2.9 (a). Die spontane Polarisation  $P_s$  ist so ausgerichtet, daß sich an der freien Oberfläche die negativen Abschirmladungen befinden. Gelingt es, die Richtung von  $P_s$  umzukehren (Abb. 2.9 (b)), so wird ein Teil der Abschirmladungen emittiert. Die ferroelektrische Emission unterscheidet sich von den anderen bekannten Emissionsarten (Photoemission, thermische Emission) darin, daß die zur Überwindung der Raumladungsbarriere benötigten Felder selbst aufgebracht werden, es ist daher eine Emission von nennenswerten Stromdichten ohne externes Extraktionsfeld möglich.

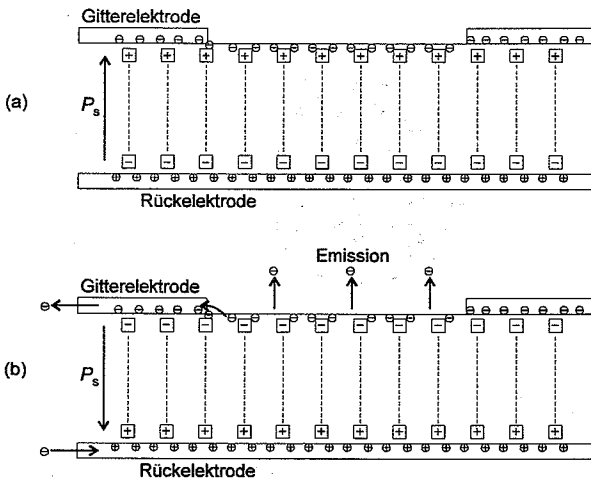


Abb. 2.9: Schematische Darstellung der ferroelektrischen Emission, (a): Zustand vor der Emission,  $P_s$  ist kompensiert, (b): Zustand nach der Umkehr von  $P_s$ , Emission ausgelöst durch die Oberflächenladung

Das oben dargestellte Bild ist dabei aber in mehrerer Hinsicht idealisiert. Wie erläutert, ist in einem keramischen Material nie die gesamte spontane Polarisation gleichmäßig ausgerichtet, es

kann nur eine Vorzugsausrichtung erzielt werden. In [GUNDEL94B] konnte jedoch gezeigt werden, daß auch die Änderung eines Bruchteils von  $P_s$  ausreicht, um eine Elektronenemission zu erzeugen. Zum anderen ist es nicht möglich, die spontane Polarisierung in den Gebieten mit freier dielektrischer Oberfläche so ideal zu beeinflussen, wie das in Abb. 2.9 dargestellt ist. Abb. 2.10 zeigt das Ergebnis einer numerischen Feldberechnung (mit dem Programmpaket MAFIA [KLATT]). Die Abbildung stellt einen Schnitt durch die Kathode und den Raum unmittelbar vor der Kathode dar. Die Rückelektrode (RE) und die Gitterelektrode (GE) sind gekennzeichnet. Die Kathode wird als lineares Dielektrikum mit einer Dielektrizitätskonstanten von  $\epsilon_r = 1000$  angenommen. Die Pfeile zeigen Richtung und relative Amplitude eines elektrischen Feldes an, das zur Beeinflussung der spontanen Polarisierung über die Elektroden angelegt wird. Man erkennt, daß das Feld in der Kathode nahezu parallel zur freien dielektrischen Oberfläche verläuft und nicht, wie oben angenommen, senkrecht zu ihr. Dieser Effekt ist insbesondere bei dünnen Kathoden wegen des ungünstigen Verhältnisses der Dicke zur Breite der Streifen von Elektrode und freier Oberfläche ausgeprägt. Da aber auch in diesem Fall eine ferroelektrische Emission möglich ist [GUNDEL94B, ASANO], kann man annehmen, daß zur Emission schon das Schalten einzelner Domänen oder Domänenbereiche genügt.

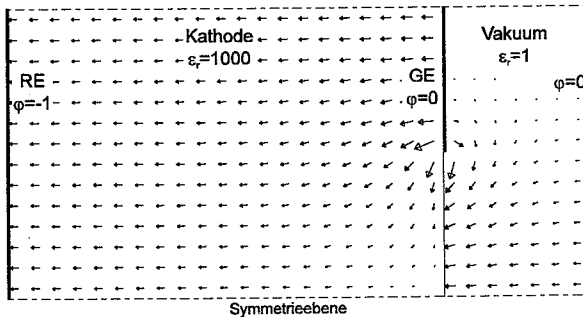


Abb. 2.10: Verlauf der elektrischen Feldstärke bei einem eingprägten Potentialunterschied zwischen Gitterelektrode (GE) und Rückelektrode (RE) der ferroelektrischen Kathode. Dargestellt ist ein Schnitt durch die ferroelektrische Kathode und den Raum unmittelbar davor, das Ferroelektrikum ist als lineares Dielektrikum mit  $\epsilon_r = 1000$  angenommen.

Von thermischen Kathoden und Photokathoden ist eine empfindliche Abhängigkeit des Emissionsstroms von der Vakuumgüte bekannt [NOTTINGHAM, SOMMER]. Entsprechende Untersuchungen für die ferroelektrische Emission zeigen ein gänzlich anderes Verhalten [GUNDEL89B, ASANO]. Von Hochvakuumbedingungen bis zu einem Druck von ca.  $10^{-2}$  Pa tritt keine Veränderung der Emission auf. Danach setzt Gasverstärkung ein, die ein Maximum

bei ca. 1 Pa erreicht. Für noch größere Drücke sinkt die freie Weglänge der emittierten Elektronen stark ab, so daß eine Messung an der Anode unmöglich wird. Diese Abhängigkeit der gemessenen Ladungsträger vom Druck wird allein durch die Wechselwirkung der Ladungsträger mit dem Restgas bestimmt. Die durch die starken elektrischen Felder bei einer Änderung der spontanen Polarisation verursachte Emission bleibt davon unberührt. Auch bei atmosphärischem Druck kann man Funken auf der Oberfläche beobachten, die ein Ausdruck von Ladungsüberschlägen sind [SUJAK68, ROBERTSON]. Die genannten Fakten führen zu der Annahme, daß die ferroelektrische Emission unabhängig oder doch kaum abhängig von den Vakuumverhältnissen ist. Das bestätigen auch die Erfahrungen mit Pseudofunkenschaltern, die mit einer ferroelektrischen Elektronenemission getriggert werden. Hier arbeiten die Triggerkathoden in einem Niederdruckgas bei 50 Pa unter erschwerten Bedingungen, wie sie in Hochstromschaltern auftreten (Metalldampf, Plasma). In Lebensdauertests konnte eine Lebensdauer der Triggerkathode von über  $10^5$  Schaltvorgängen gezeigt werden [COURTOIS].

Eine umfassende Darstellung der ferroelektrischen Emission findet man in [GUNDEL95].

### 3. Laserinduzierte Elektronenemission von Ferroelektrika

#### 3.1 Beschreibung der Meßapparatur

##### 3.1.1 Überblick

In diesem Kapitel sollen die experimentellen Ergebnisse zur laserinduzierten Elektronenemission von Ferroelektrika dargestellt und in Teilbereichen durch geeignete Modelle beschrieben werden. Dazu wird zunächst der Aufbau der Meßapparatur für Photokathodenmessungen vorgestellt. Sie besteht aus den folgenden drei Hauptgruppen:

- Vakuumsystem
- Laser (einschließlich optischer Aufbau)
- Elektronik.

Abbildung 3.1 gibt einen schematischen Überblick.

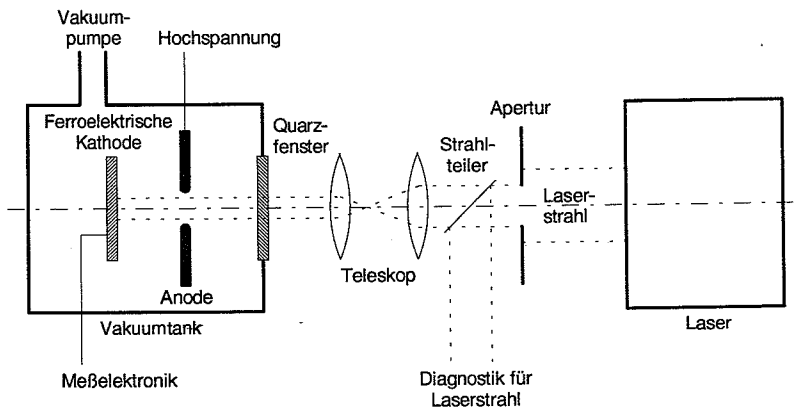


Abb. 3.1: Schematischer Überblick des Meßaufbaus

##### 3.1.2 Vakuumsystem

Das Vakuumsystem setzt sich zusammen aus dem Vakuumtank mit der Pumpe und der Vakuummeßvorrichtung. Der Tank besteht aus einem Kreuz von Edelstahlrohren mit einem Durchmesser von 160 mm sowie einigen zusätzlichen Anflansungen (Abb. 3.2). Das Volumen des Rezipienten beträgt etwa 12 l. Die Flansche sind aus einer Aluminiumlegierung (ANTICO) gefertigt und mit VITON-Dichtungen gedichtet. Zum Evakuieren dient eine Turbomolekularpumpe (BALZERS TPH 190, Saugvermögen 190 l/s) mit einer Drehschiebervorpumpe, das

Vakuum wird mit einer PENNING-Sonde gemessen (ALCATEL CF2P und FA 111). Mit dieser Anlage können Drücke bis etwa  $10^{-4}$  Pa erreicht werden. Die dargestellten Messungen wurden bei Drücken von unter  $10^{-3}$  Pa durchgeführt. Die Einkopplung des Laserstrahls erfolgt mittels eines Quarzfensters (Suprasil), das im benutzten Wellenlängenbereich der Laser geringe Absorption aufweist.

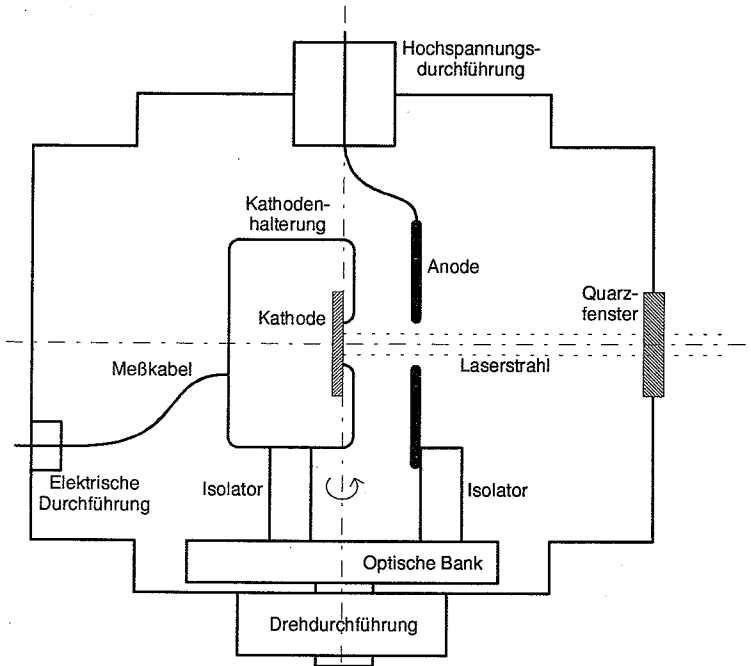


Abb. 3.2: Vakuumtank

Die ferroelektrische Kathode ist auswechselbar in einem Kathodenhalter befestigt (s. Abb. 3.3). In einem Messingzylinder (Teil 1) ist ein herausnehmbarer Einsatz (Teil 2), ebenfalls aus Messing, befestigt. Diese beiden Teile sind elektrisch mit der Gitterelektrode auf der ferroelektrischen Kathode (Teil 3, s. Kap. 2.5.2) verbunden. Mit elektrisch isolierenden Schrauben wird der innere Teil des Kathodenhalters (Teil 4) befestigt. Dieses Teil ist aus ANTICO gefertigt. Der innere Halter stellt den elektrischen Kontakt zur Rückelektrode der Kathode her. Die Kathode wird zwischen die Teile 2 und 4 geklemmt und so gehalten. Die elektrische Verbindung zu den auf dem ferroelektrischen Material aufgetragenen Elektroden wird durch Anpressen hergestellt. Der innere Teil des Kathodenhalters kann bei Bedarf gegen einen heizbaren ausgetauscht wer-

den. Die Heizung erfolgt mit einer 15 W Glühbirne. Ein Pt100-Fühler dient zur Messung der Temperatur; es können Temperaturen bis etwa 300 °C erreicht werden.

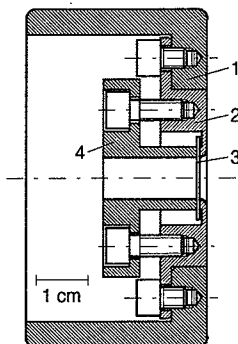


Abb. 3.3: Kathodenhalter mit (1): äußerem Halter, (2): herausnehmbarem Einsatz, (3): Kathode, (4): innerem Halter.

Der Kathodenhalter und die ebenfalls auswechselbare Anode sind elektrisch isoliert und verschiebbar auf einer kleinen optischen Bank befestigt, der Abstand zwischen Anode und Kathode ist variabel. Die optische Bank ist auf einer Drehdurchführung angebracht. Dadurch ist es möglich, den Einfallswinkel des Laserstrahls auf die Kathode zu verändern. Die Messung des Einfallswinkels erfolgt von der Normalen, 0° bedeuten also senkrechten Einfall; die Drehachse liegt genau in der Kathodenoberfläche, so daß sich bei guter Justierung der Auftreffpunkt des Laserstrahls auf der Kathode auch bei deren Drehung nicht verschiebt. Die Anode ist so gestaltet, daß die Beleuchtung der Kathode bei Drehwinkeln von -50° bis 50° möglich ist. Die Extraktionsspannung wird über eine Hochspannungsvakuumdurchführung zugeführt. Zur Verbesserung der Hochspannungseigenschaften sind der Kathodenhalter und die Anode poliert.

### 3.1.3 Laser und Optik

Bei den Experimenten werden im wesentlichen drei verschiedene Laser verwendet, die am CERN (Laserlabor der Division AT, Dr. K. K. Geissler), in Paris-Orsay am LAL (alte LASERTRON-Anlage, Dr. B. Leblond) und in Mailand am Politechnikum (Sektion Physik, Prof. Dr. S. DeSilvestri) stehen. In Tab. 3.1 sind einige der Eigenschaften dieser Laser angegeben. Der Lichtweg vom Laser zur Kathode ist in Abb. 3.4 am Beispiel des Aufbaus am CERN dargestellt. Laserkopf und Optik sind auf einer Granitplatte (etwa 2 m x 1 m) montiert. Der Vakuumtank steht neben dem Granit und ist in seiner Position zu diesem fixiert. Der Laser-

strahl wird mit dielektrischen Spiegeln geführt; Apertur und Teleskop bestimmen den Durchmesser auf der Kathode.

Laser:	CERN		LAL		Mailand	
Typ:	SPECTRON SL 400/800		BMI 501-DP5		CLARK-MXR CPA-1	
Aktives Medium:	Nd:YAG		Nd:YAG		Ti:Saphir	
Pulserzeugung:	gütegeschaltet (Oszillator-Verstärker)		gütegeschaltet, passiv modengekoppelt (sättigbarer Absorber)		modengekoppelt, Streck- und Kompressionsverfahren	
Pulslänge:	5 ns FWHM*		40 ps FWHM		140 fs FWHM	
Pulsrate:	0...10 Hz		10 Hz		1 kHz	
verfügbare Wellenlängen und	1064 nm	500 mJ	1064 nm	5 mJ	780 nm	0,5 mJ
Pulsenergien:	532 nm	100 mJ	532 nm	1,1 mJ	390 nm	0,1 mJ
	355 nm	50 mJ	355 nm	0,7 mJ		
	266 nm	20 mJ	266 nm	0,2 mJ		

Tab. 3.1: Verwendete Laser

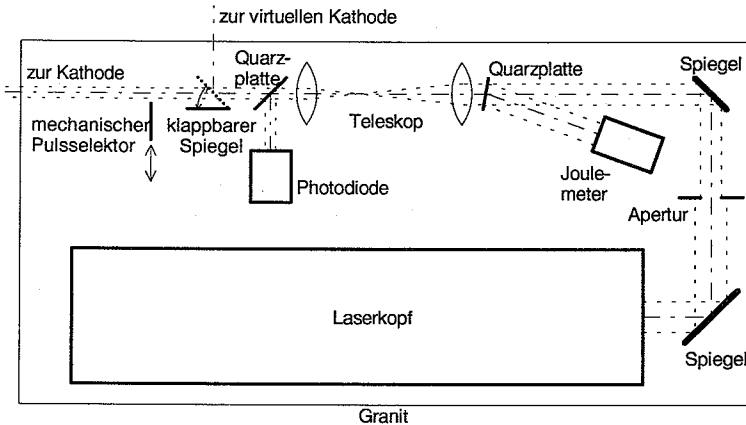


Abb. 3.4: Optischer Weg (CERN-Laser)

Die Einstellung des Lichtwegs erfolgt mit einem Justierlaser. Später kann der Strahl zur Kontrolle mit einem klappbaren Spiegel auf eine virtuelle Kathode umgelenkt werden. Mit zwei Quarzplättchen wird unter Ausnutzung der Fresnelreflexion jeweils ein Teil des Strahls auf das

\* FWHM: Full Width of Half Maximum

pyroelektrische Joulemeter (MOLECTRON J3) bzw. die schnelle Photodiode (Typ ITC TF 1850) gelenkt. Zur Pulsselektion bis 10 Hz kann ein mechanischer Pulsselektor eingesetzt werden. Für das Experiment in Mailand (Pulsrate 1 kHz) ist dieser Pulsselektor jedoch nicht geeignet. Um trotzdem beliebige Pulsraten von Einzelschuß bis 1 kHz einstellen zu können, wurde ein elektrooptischer Pulsselektor gebaut und zwischen der Verstärker- und der Kompressorbaugruppe des Lasers eingesetzt. Die Auswahl der Pulse geschieht mit polarisationsabhängigen Spiegeln, wobei die Polarisation des Lichts mit einer Pockelszelle geändert wird. Zur Vermeidung von Rückwirkungen in den Oszillator wird zusätzlich ein Faradayisolator verwendet. In Abb. 3.5 ist der Aufbau dieses elektrooptischen Pulssektors dargestellt. Soll ein Puls passieren, wird die Pockelszelle mit einem Hochspannungspuls angesteuert. Bleibt die Pockelszelle dagegen unangesteuert, so passiert der Puls nicht, sondern wird von den polarisationsabhängigen Spiegeln reflektiert.

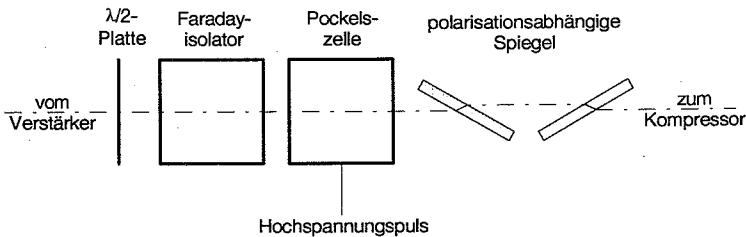


Abb. 3.5 Elektrooptischer Pulsselektor

### 3.1.4 Elektronik

Die Elektronik kann in drei Gruppen eingeteilt werden: die Hochspannungsversorgung, die Diagnostik und die Synchronisationselektronik.

Hochspannung kommt in zwei Fällen zum Einsatz: als Extraktionsspannung zwischen Kathode und Anode und zum feldinduzierten Ändern der spontanen Polarisation der ferroelektrischen Kathode. Zur Versorgung mit der Extraktionsspannung dient ein Hochspannungsnetzteil (FUG HCN 140 35000, 0...35 kV, beide Polaritäten einstellbar). Die Zuführung zur Anode erfolgt über eine Hochspannungsvakuumdurchführung. Die feldinduzierte Änderung der spontanen Polarisation der ferroelektrischen Kathode erfolgt mit Hochspannungspulsen. Der Pulskreis ist in Abb. 3.6 dargestellt. Ein schneller Transistorschalter S (BEHLKE Elektronik GmbH, Frankfurt/M., z. B. HTS 51) entlädt den auf die Pulsspannung  $U_p$  geladenen Kondensator  $C_L$  in die ferroelektrische Kathode. Der Widerstand  $R_1$  dient zur Strombegrenzung,  $R_2$  zum Entladen der Kathodenkapazität. Der Pulstransformator T erlaubt ein einfaches Umpolen



der Pulsspannung an der Kathode, ohne den Pulskreis sonst verändern zu müssen. Durch die galvanische Trennung der Kathode vom Massepotential sind zusätzliche Schaltungsmöglichkeiten gegeben, da man die Gitterelektrode GE oder die Rückelektrode RE der ferroelektrischen Kathode auf ein wählbares Potential legen kann.

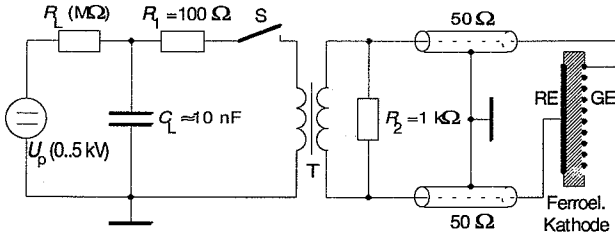


Abb. 3.6 Pulskreis, T: Transformator, S: Festkörperschalter, RE: Rückelektrode, GE: Gitterelektrode

Das wichtigste Meßinstrument bei den Experimenten ist das Speicheroszilloskop. Verwendet wird ein analoges Gerät (TEKTRONIX 7834 mit Einschüben 7A19 / 50 Ω und 7A26 / 1 MΩ) mit maximal 400 MHz Bandbreite. Ein TEKTRONIX-Oszilloskop 7104 mit Mikrokanalbildverstärker kam ebenfalls zum Einsatz (max. Bandbreite 1 GHz). Der Stromkreis zur Messung der laserinduzierten Emission ist in Abb. 3.7 zu sehen.

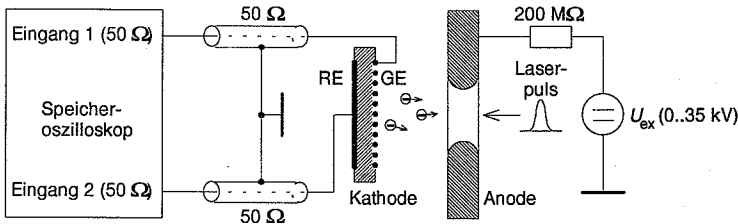


ABB 3.7 : Meßkreis für reine Photokathodenmessung, RE: Rückelektrode, GE: Gitterelektrode

Die Gitterelektrode GE und die Rückelektrode RE der ferroelektrischen Kathode sind jeweils mit einem 50 Ω-Kabel an einen Eingang des Oszilloskops geschaltet. Intern können beide Signale addiert werden; dadurch kann der gesamte die Kathode verlassende Strom dargestellt werden. Die Messung an der Kathode ist notwendig, da wegen der begrenzten Spannungsfestigkeit der verschiedenen an der Kathodenhalterung vorhandenen Stromkreise (Pulskreis, Heizkreis, Temperaturfühler) die Extraktionsspannung  $U_{ex}$  an der Anode angelegt werden muß. Die Puls-kabel werden so auch als Meßkabel verwendet. Will man jedoch gleichzeitig pul-

sen und messen (wichtig bei der Selbstemission, s. Kap. 3.2), so kann der Emissionsstrom mit einem hochspannungsfesten Kondensator auch an der Anode ausgekoppelt werden. Die Form der Anode muß dabei bewirken, daß einerseits der Laserstrahl passieren kann, andererseits jedoch die emittierten Elektronen aufgefangen werden. Dazu wurde eine scheibenförmige Anode angefertigt, die einen seitlichen Schlitz besitzt, der einen Lichteinfall auf die Kathode unter etwa  $45^\circ$  ermöglicht (in den Abb. nicht dargestellt).

Bei der gegebenen Bandbreite des Oszilloskops und auch der Meßanordnung kann nur bei den 5 ns-Pulsen des CERN-Lasers eine getreue Wiedergabe des Stromsignals erwartet werden, bei Elektronenpulsen kürzer als eine Nanosekunde sieht man nur die Stoßantwort des Meßsystems. Die Ladung kann jedoch als Integral über die Stoßantwort ermittelt werden. Die emittierte Ladung kann auch direkt durch passive Integration an einer Kapazität gemessen werden. Dazu verwendet man entweder eine RC-Schaltung oder benutzt die bekannte parasitäre Kapazität der Meßanordnung, im wesentlichen der BNC-Kabel.

Auch die elektrischen Ausgangssignale von der Photodiode und Joulemeter werden am Oszilloskop ausgewertet. Wie bei den Elektronenpulsen kann der zeitliche Verlauf damit nur bei den 5 ns-Pulsen ermittelt werden. Zur Darstellung der Femtosekunden-Laserpulse wird ein Autokorrelator verwendet. In Abb. 3.8 ist das Ausgangssignal des Autokorrelators dargestellt.

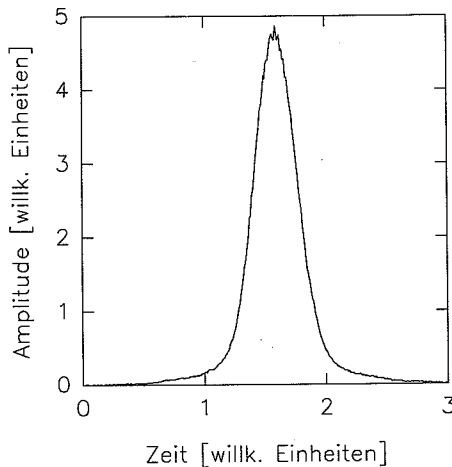


Abb. 3.8: Pulsform des Ti:Saphir-Lasers (s. Tab. 3.1), gemessen mit einem Autokorrelator

Die Temperatur der Kathode wird, wie erwähnt, aus dem Widerstand einer Pt100-Sonde ermittelt.

Die Synchronisation von Laserpuls, Hochspannungspuls und Oszilloskop bereitet mitunter gewisse Probleme. So kann eine interne Triggerrung des Oszilloskops nicht immer benutzt werden, da bei schwacher Emission Störungen die gleiche Größenordnung wie das Nutzsignal erreichen können. Auch sollen der Laserpuls und der Hochspannungspuls frei gegeneinander verschiebbar sein. Daher ist ein Triggersignal einige Mikrosekunden vor dem Lichtpuls erforderlich, das gegen den Lichtpuls nur einen geringen Jitter haben darf. Da die Zeitauflösung des Oszilloskops im Bereich von wenigen Nanosekunden pro Skalenteil liegt, würden sonst die Bilder aufeinanderfolgender Pulse auf dem Oszillographenschirm nicht übereinanderliegen. Die Laser am LAL und in Mailand stellen ein solches Signal intern zur Verfügung. Für den CERN-Laser wurde das in Abb. 3.9 dargestellte Schema entwickelt. Die Blitzlampen des Lasers brauchen etwa 190  $\mu\text{s}$  vom Zünden bis zur maximalen Lichtintensität (Schalten des Güteschalters). Zwei parallele Verzögerungsschaltungen für Güteschalter und Oszilloskop/Hochspannungspuls würden einen zu großen Jitter ergeben. Daher wurde eine gemeinsame lange (Verzögerung 1) und zwei parallele kurze Verzögerungsschaltungen gewählt (Verzögerung 2 und 3).

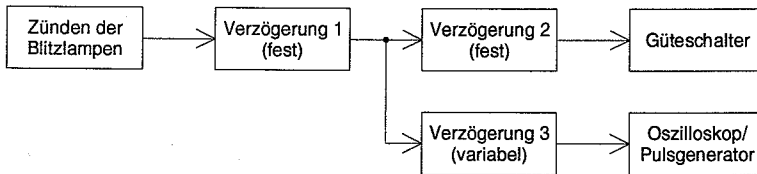


Abb. 3.9: Synchronisationsschaltung

### 3.2 Begriffsdefinitionen

Bevor die wichtigsten experimentellen Ergebnisse dargestellt und erläutert werden, sollen einige Begriffe definiert werden, die bestimmte Meßbedingungen beschreiben.

Die laserinduzierte Elektronenemission von Ferroelektrika kann unter drei Bedingungen erzeugt werden, als „normale Photoemission“, als Selbstemission und als verstärkte Emission.

#### – Normale Photoemission

Diese Meßanordnung entspricht der bei anderen Photokathoden gebräuchlichen. Zur Überwindung der Raumladung dient ein externes Extraktionspotential  $U_{\text{ex}}$  zwischen Kathode und Anode. Die beiden Elektroden der ferroelektrischen Kathode werden parallelgeschaltet oder die Signale werden im Oszilloskop addiert. Mit dem Begriff „normale Photoemission“ ist

diese spezielle Meßbedingung gemeint, er sagt aber nichts über die physikalische Natur der gemessenen Vorgänge aus.

#### – **Selbstemission**

Unter Selbstemission soll die Emission von Ladungsträgern ohne äußeres Extraktionspotential verstanden werden; Kathode und Anode befinden sich auf gleichem Potential. Wie unter Kap. 2.5.1 beschrieben, ist es eine Eigenart der ferroelektrischen Emission, daß auch ohne äußeres Extraktionspotential nennenswerte Ströme emittiert werden können. Die Energie der Ladungsträger zum Überwinden der Raumladungsbarriere muß dann aus einer anderen Quelle als dem äußern Feld kommen, nämlich aus einem durch eine laserinduzierte Ladungstrennung im Ferroelektrikum erzeugten Feld. Zur Aufrechterhaltung der Selbstemission ist eine Beeinflussung der Verteilung der spontanen Polarisation im Ferroelektrikum notwendig. Dazu wird an die ferroelektrische Probe eine gepulste Hochspannung angelegt; der Pulskreis ist in Kap. 3.1.4 beschrieben.

#### – **Verstärkte Emission**

Eine Kombination aus normaler Photoemission und Selbstemission ist die verstärkte Emission. Erfolgt eine Beeinflussung der Verteilung der spontanen Polarisation im Ferroelektrikum wie im Betriebsfall „Selbstemission“ und legt man zugleich eine Extraktionsspannung zwischen Kathode und Anode an, so erhält man eine Überlagerung beider Effekte.

Alle drei Arten der Emission sind in Abb. 3.10 exemplarisch dargestellt. Das oberste Diagramm stellt die Laserpulse dar, die in konstanter Frequenz die Kathode beleuchten. Das zweite Diagramm gibt Auskunft über die Extraktionsspannung  $U_{ex}$ , die erst gleich null ist und dann zum Zeitpunkt  $t_1$  zugeschaltet wird. Das dritte Diagramm zeigt die Hochspannungspulse an der Kathode, die synchron zu den Laserpulsen erfolgen, aber nicht gleichzeitig. Das letzte Diagramm schließlich zeigt den laserinduzierten Emissionsstrom  $i_e$ , der natürlich immer gleichzeitig mit den Laserpulsen auftritt. Für  $t < t_1$  liegt Selbstemission vor, da die Extraktionsspannung gleich null ist. Schaltet man die Extraktionsspannung zu, so tritt eine Erhöhung der Emission auf, da jetzt die die Selbstemission auslösenden Effekte und das Extraktionspotential gemeinsam wirken. Das ist die verstärkte Emission. Die zusätzlichen Effekte gehen jedoch nach und nach zurück, da zu  $t_1$  auch die Hochspannungspulse abgeschaltet werden. Nach einer gewissen Anzahl von Pulsen stellt sich ein stabiles Niveau ein, das die normale Photoemission darstellt.

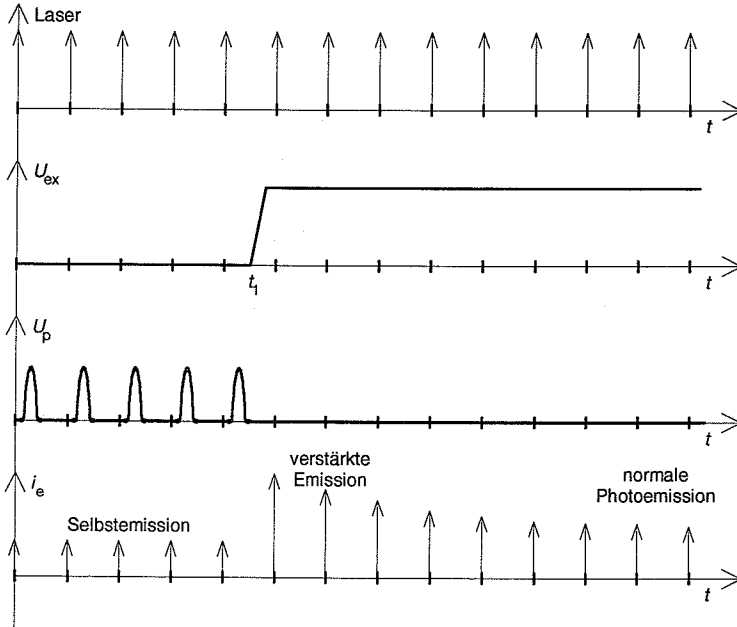


Abb. 3.10: Darstellung der zeitlichen Korrelation zwischen den Laserpulsen, der Extraktionsspannung, der Pulsspannung und dem Emissionsstrom im Falle der Selbstemission, der verstärkten Emission und der normalen Photoemission

### 3.3 Ablauf der Messungen

In diesem Abschnitt möchte ich kurz den zeitlichen Ablauf der Untersuchungen schildern. Dabei möchte ich die Gründe umreißen, die zu den einzelnen Experimenten geführt haben. Wenn diese Experimente unter anderen Bedingungen als in Kap. 3.1 dargestellt durchgeführt wurden, werde ich auch auf die Meßbedingungen eingehen. Während in diesem Abschnitt die Darstellung von Ergebnissen unter dem Gesichtspunkt der Entwicklung der Untersuchungen erfolgt, werden im Kap. 3.4 die Meßergebnisse nach inhaltlichen Aspekten zusammengestellt.

Wie in Kap. 1 bereits dargelegt, lag der Ausgangspunkt für die in dieser Arbeit beschriebenen Untersuchungen im technologischen Interesse für Elektronenquellen. Nach der Entdeckung der intensiven feldinduzierten ferroelektrischen Elektronenemission 1988 (s. z. B. [GUNDEL91]) richtete sich das Augenmerk der Forschungsgruppe um Dr. H. Riege am CERN in Genf auch auf ferroelektrische Photokathoden. Man hoffte, die Vorteile der ferroelektrischen Elektronenemission (Robustheit, hohe Stromdichten) mit den Eigenschaften der Photo-

kathoden zu verbinden, die eine sehr weitgehende Kontrolle über die zeitliche und räumliche Struktur des erzeugten Elektronenstrahls erlauben. Die ersten Ergebnisse waren erfolgversprechend [GEISSLER90]. Daraufhin wurden in einer vorläufigen Vakuumkammer, die Extraktionsspannungen bis zu 10 kV zuließ, weitere grundlegende Versuche zum Verständnis der Effekte und zur Beeinflussung der Effektivität der Emission der Kathoden mittels Änderung der Vorpulung und der Materialzusammensetzung sowie Überlagerung von feldinduzierter und laserinduzierter ferroelektrischer Emission vorgenommen. Diese Versuche wurden mit dem in Kap. 3.1.3 (Tab. 3.1, S. 26) als CERN-Laser bezeichneten Laser durchgeführt. Gleichzeitig wurde ein Experiment im Photokathodenteststand der CLIC\*-Test-Facility (CTF) vorbereitet [BACCONIER, BOIMOND]. Das geschah im Rahmen einer Zusammenarbeit zwischen dem CERN, der TU Berlin, Institut für Theoretische Elektrotechnik, und der Universität Katowice. Für dieses Experiment wurde ein Vakuumtank gebaut, der an die Gegebenheiten des CTF-Photokathodenteststandes angepaßt war. Zusätzlich erlaubte dieser Tank durch eine auf Kathodenpotential liegende Elektronik auch ein Schalten der spontanen Polarisation der ferroelektrischen Kathode während der Experimente. Der Aufbau ließ Extraktionsspannungen bis zu 50 kV zu, was Extraktionsfeldstärken von bis zu 5 MV/m entspricht. Benutzt wurden Photokathoden aus PLZT 8/65/35 und PLZT 9/65/35 und der im Photokathodenteststand vorhandene Laser mit einer Wellenlänge von 213 nm (Nd:YAG, Frequenzverfünffachung). Die maximal erreichbare Laserenergie auf der Kathode lag bei 25  $\mu$ J bei einem Strahldurchmesser von 5 mm und einer Pulslänge vom 6 ns FWHM. Die bei diesen Versuchen maximal erreichte Effektivität der Emission betrug 130 nC/mJ, was einer Quantenausbeute  $\eta$  von 0,075 % entspricht (PLZT 8/65/35, # CTF 2-02). Die unter gleichen Bedingungen gemessene Quantenausbeute bei Emission von einer Goldelektrode betrug 0,02 %. Bei einem Verhältnis von Metalloberfläche der Gitterelektrode zu freier ferroelektrischer Oberfläche von 1:1 ergibt sich damit für die Emission von der freien ferroelektrischen Oberfläche eine Quantenausbeute von 0,13 %. Hier sei noch angemerkt, daß für längere Wellenlängen der Anteil der Photoemission von den Metallstreifen der Gitterelektrode immer geringer wird. Daher ist allen angegebenen Werten die Effektivität immer für die Kathode als Gesamtheit angegeben, der Metallanteil ist nicht herausgerechnet.

In einem zweiten Zyklus von Experimenten in dieser Anlage [GUNDEL94A] wurde eine Laserwellenlänge von 266 nm benutzt und die Experimente auf Kathoden aus PLZT 2/95/5, PLZT 2/94,5/5,5 und PLZT 1/94/6 ausgedehnt. Für diese Wellenlänge wurde eine maximale

---

\* CLIC: CERN Linear Collider

Quantenausbeute von  $\eta = 4 \cdot 10^{-5}$  (entsprechend einer Effektivität 8 nC/mJ) gefunden. In Lebensdauertests konnte bei einer Energiedichte von 4 mJ/cm<sup>2</sup> und geeigneter Vorpulung nach  $2,5 \cdot 10^6$  Laserpulsen noch kein Absinken der Effektivität festgestellt werden; sichtbare Beschädigungen der Kathode traten nicht auf.

Bei den parallel durchgeführten Tests in der vorläufigen Vakuumkammer am CERN-Laser konnten die sehr interessanten Effekte der verstärkten Emission und der Selbstemission gefunden werden. Bei Versuchen zur Überlagerung von laserinduzierter und feldinduzierter Elektronenemission von ferroelektrischen Kathoden ergab sich eine Beeinflussung der laserinduzierten Emission durch vorhergehende schnelle Änderungen des Zustandes der Polarisierung in der ferroelektrischen Kathode. Dabei kann diese Zustandsänderung durch Hochspannungspulse oder geeignete Laserpulse erfolgen. Mit beiden Methoden konnte eine deutliche Verstärkung der laserinduzierten Emission erzielt werden [GEISSLER92]. Der Wert der Verstärkung als Verhältnis der emittierten Ladung mit und ohne Beeinflussung der Polarisierung in der Kathode ist von der Amplitude der Hochspannungspulse, von den Laserparametern und von der Extraktionsspannung abhängig. Erhöht man die Extraktionsspannung, so nimmt sowohl die Emission mit Beeinflussung der Polarisierung, als auch die Emission ohne diese Beeinflussung (normale Photoemission) zu, der Verstärkungsfaktor als das Verhältnis der beiden nimmt aber ab [GUNDEL94A]. Eher zufällig sind wir auf eine mögliche Konsequenz dieser Aussage gestoßen: die Selbstemission. Macht man nämlich die Extraktionsspannung kleiner, läßt sie sogar null werden oder als Bremsspannung wirken, so verschwindet schließlich als Folge der Einsteinschen Gleichung (Gl. 2.3) die Photoemission. Das trifft aber nicht immer für die verstärkte Emission zu (für  $U_{ex} \leq 0$  als Selbstemission bezeichnet); hier kommt es auch dann noch zur Emission von Ladungen. Dieses Verhalten haben wir erstmalig am 19. Januar 1993 mit einer Kathode aus PLZT 2/94,5/5,5 (# LHC 1) gefunden [GEISSLER93]. Nach diesem interessanten experimentellen Befund haben wir die Eigenschaften dieser neuen Erscheinung untersucht. Die maximale gemessene Stromdichte bei Selbstemissionsexperimenten betrug 5 A/cm<sup>2</sup>, das entspricht etwa einer Ladungsdichte von 20 nC/cm<sup>2</sup> (CERN-Laser) von einer PLZT 2/94,5/5,5 Kathode (# L 23). Die benutzte Wellenlänge betrug 266 nm, die Energiedichte des Lasers 13 mJ/cm<sup>2</sup>. Es wurden Ladungsträger mit einer kinetischen Energie bis 10 keV gemessen [GEISSLER94A].

Vorgreifend auf die Experimente am LAL und in Mailand kann gesagt werden, daß auch mit den dort verwendeten Lasern die Selbstemission ausgelöst werden konnte. Bei beiden Experimenten stand aber für die Untersuchungen zur Selbstemission nur ein sehr beschränkter Zeitrahmen zur Verfügung, so daß mehr als ein prinzipieller Nachweis nicht möglich war.

Analog zur normalen Photoemission besteht ein Zusammenhang zwischen Selbstemission, Wellenlänge und Leistungsdichte der Laserstrahlung. Mit dem CERN-Laser läßt sich Selbstemission problemlos mit den Wellenlängen im Ultraviolettbereich, also 266 und 355 nm, zeigen. Mit 532 nm ist ein Nachweis gerade noch möglich. Dabei muß gesagt werden, daß die Energiedichte des Lasers immer unterhalb der Zerstörschwelle des Materials liegen soll. Mit dem LAL-Laser wurden leider nur Selbstemissionsexperimente bei 266 und 355 nm durchgeführt; mit beiden Wellenlängen war Selbstemission möglich. Mit dem Ti:Saphir-Laser und damit mit noch höheren Leistungsdichten der Laserstrahlung war Selbstemission mit 390 und 780 nm möglich.

Im Herbst 1993 ergab sich für uns die Möglichkeit eines zweiwöchigen Experiments am LAL in Paris-Orsay. Dort konnten wir einen Laser mit Pikosekundenpulsen benutzen. Mit diesem Experiment verfolgten wir drei Ziele. Einmal war zu zeigen, daß die kurzen Pulse zur Anregung der Photoemission von Ferroelektrika geeignet sind und daß die Elektronenemission im Rahmen der Meßmöglichkeiten der Pulsform der Laserpulse folgt. Zum anderen hatten wir ein Ansteigen der Effektivität der Elektronenemission mit der Energiedichte des Laserstrahls beobachtet, insbesondere bei 355 und 532 nm Wellenlänge. Es war nun zu untersuchen, ob auch die zeitliche Komprimierung der auf die Kathode einwirkenden Energie eine Erhöhung der Effektivität der Emission bewirken würde. Zum dritten war in der Literatur für die Photoemission von Metallen bei hoher Laserleistungsdichte eine starke Abhängigkeit der Quantenausbeute vom Winkel und der Polarisation der Laserstrahls beschrieben worden (vergl. Kap. 2.3) [AFIF, SRINIVASAN, FISCHER]. Dazu waren vergleichende Messungen für ferroelektrische Photokathoden geplant.

In Vorbereitung dieses Experiments wurde ein neuer Vakuumtank (s. Kap. 3.1.2) entworfen und in Betrieb genommen. Er erlaubt höhere Extraktionsspannungen (bis zu 35 kV) und eine Drehung der Kathode bezüglich des Laserstrahls. Da er zusammen mit dem Pumpstand auf einem kleinen Tisch montiert ist, ist ein Transport relativ leicht möglich. In diesem Tank wurden alle in Kap. 3.4 beschriebenen Messungen durchgeführt.

Um die Meßergebnisse in Paris am LAL sofort bewerten und dadurch den Verlauf des Experiments steuern zu können, wurden zunächst am CERN Vergleichsmessungen durchgeführt. Dann wurde das zur Durchführung des Experiments notwendige Material nach Paris transportiert.

Die Messungen ergaben, daß sich kürzere Pulse und damit höhere Leistungsdichten der Laserstrahlung positiv auf die Effektivität der Emission auswirken [GEISSLER94B]. Die Abhängigkeit der Emission vom Einfallswinkel des Laserstrahls und von dessen Polarisation



wurde ebenfalls untersucht. Bei einigen Kathoden konnte bei einem Einfallswinkel von  $50^\circ$  eine bis zu 50%ige Erhöhung der Effektivität gegenüber senkrechtem Einfall beobachtet werden. Andere Kathoden zeigten geringere oder gar keine Effekte. Eine exakte Trennung der verschiedenen Einflußfaktoren (Material, Vorbehandlung, Oberflächenstruktur) war nicht möglich, daher konnten diese Messungen im Rahmen der vorliegenden Arbeit noch nicht ausgewertet werden.

Um die Untersuchungen über den Einfluß der Leistungsdichte der Laserstrahlung auf die Emission auf höhere Leistungsdichten ausweiten zu können und allgemein die Wechselwirkung von Laserpulsen im Femtosekundenbereich mit ferroelektrischen Kathoden zu untersuchen, haben wir die Möglichkeit genutzt, ein Experiment am Politechnikum in Mailand mit dem dort zur Verfügung stehenden Ti:Saphir-Laser zu machen. Wie schon zuvor nach Paris haben wir unseren Vakuumtank und einen großen Teil der Meßelektronik nach Mailand geschafft, um die Vergleichbarkeit der Messungen sicherzustellen. Die Ergebnisse der Messungen sind in Abb. 3.16 (S. 40) eingeflossen und entsprechen einer Extrapolation der bisherigen Messungen [GEISSLER95].

Die im folgenden Abschnitt vorgestellten Meßergebnisse sind unter in Kap. 3.1 vorgestellten Meßbedingungen durchgeführt, also immer im gleichen Vakuumtank, der zu den verschiedenen Lasern transportiert wurde.

### 3.4 Gemessene Abhängigkeiten

#### 3.4.1 Normale Photoemission

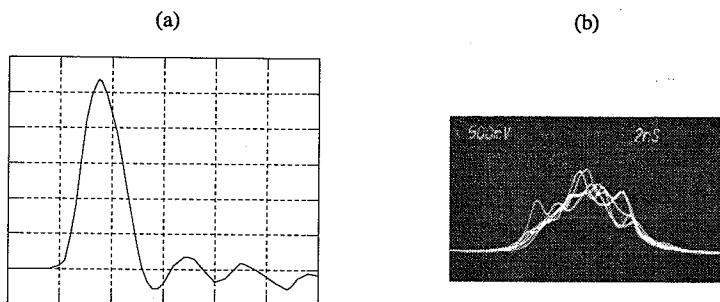


Abb. 3.11: (a): Elektronenpuls von einer Kathode aus PLZT 2/94,5/5,5 (# L 27), Extraktionsspannung 25 kV, Laserwellenlänge 266 nm, Strahldurchmesser 2 mm, Energie pro Puls 350  $\mu$ J, 40 mA/Skalenteil (Skt), 4 ns/Skt, (b): Lichtpulsform, gemessen mit einer schnellen Photodiode und Oszilloskop TEKTRONIX 7104 (mehrere Pulse), 2 ns/Skt

Die normale Photoemission läßt sich am problemlosesten messen. Die Meßschaltung ist in Abb. 3.7 dargestellt. Abbildung 3.11 (a) zeigt einen unter diesen Bedingungen gemessenen Strompuls mit einer Amplitude von 210 mA, emittiert von einer Kathode aus PLZT 2/94,5/5,5 (# L 27). Die Extraktionsspannung beträgt 25 kV, die Laserwellenlänge 266 nm, der Durchmesser des Laserstrahls auf der Kathode 2 mm. Es wird der CERN-Laser benutzt. Abbildung 3.11 (b) zeigt das den Laserpuls beschreibende Signal der schnellen Photodiode (für mehrere Laserpulse). Die Energie pro Puls beträgt 350  $\mu$ J. Aus den gemessenen Zeitstrukturen der Laserpulse und Elektronenpulse können Aussagen über die Geschwindigkeit der laserinduzierten Elektronenemission von den ferroelektrischen Kathoden gemacht werden. Allerdings kann nur beim CERN-Laser mit den 5 ns-Pulsen eine annähernd richtige Wiedergabe der zeitlichen Pulsform erwartet werden. Für diese Pulse konnte keine Veränderung der Zeitstruktur des Elektronenpulses gegenüber den Laserpulsen festgestellt werden. Bei den kürzeren Pulsen kann die Grenzfrequenz des Vorgangs nur nach unten abgeschätzt werden. Abbildung 3.12 (a) zeigt Elektronenpulse als Antwort auf 50 ps-Laserpulse. Diese Messung erfolgt nicht im vorgestellten Vakuumtank, sondern im Vakuumtank der alten LASERTRON-Anlage am LAL, in den eine ferroelektrische Kathode eingebaut ist.

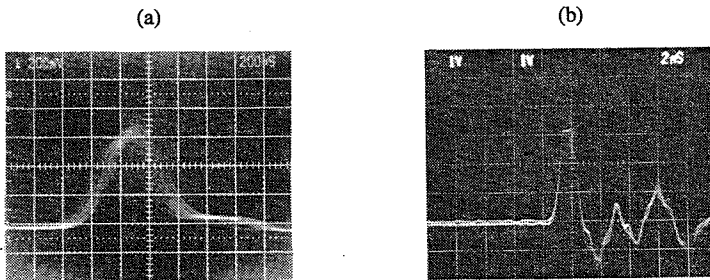


Abb. 3.12 (a) Elektronenpuls von einer Kathode aus PLZT 2/94,5/5,5 (# L 27) gemessen in der LASERTRON-Anlage (mehrere Pulse), 200 ps/Skt, 40 mA/Skt, (b): Elektronenpuls als Stoßantwort auf einen 50 ps-Laserpuls (mehrere Pulse), Kathode PZT 95/5 + 2 %  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  (# L 14), 2 ns/Skt, 40 mA/Skt, (a) und (b) gemessen mit Oszilloskop TEKTRONIX 7104

Die Halbwertsbreite von 400 ps entspricht der dort mit metallischen Kathoden gemessenen [BERGERET, LEBLOND]. Bei einer angenommenen Meßunsicherheit von 100 ps für die Halbwertsbreite und gaußförmigen Signalen ergibt sich für die minimale Grenzfrequenz der Emission ein Wert von 1,5 GHz. Die kurzen Pulse beinhalten die Möglichkeit, die Stoßantwort des Meßsystems zu ermitteln. Abbildung 3.12 (b) zeigt die Antwort des von uns benutzten Meßsystems auf einen 50 ps-Laserpuls (LAL Laser). Die Halbwertsbreite des Elektronenpulses beträgt 1,5 ns, die Pulsform stellt die Stoßantwort des Meßsystems dar.

Die Abhängigkeit der extrahierten Ladung von der Extraktionsspannung ist in Abb. 3.13 dargestellt. Es werden fünf bzw. drei verschiedene Laserenergien benutzt. Die Laserwellenlänge ist 266 nm, es kommt der CERN-Laser und eine Kathode aus PLZT 2/94,5/5,5 (# L 27) zum Einsatz. Der Durchmesser des Laserstrahls beträgt 3 mm.

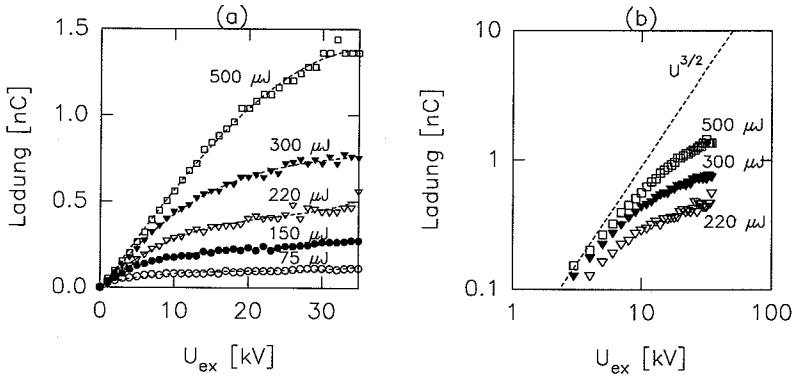


Abb. 3.13: Gemessene Ladung als Funktion der Extraktionsspannung  $U_{ex}$ , (a) lineare und (b) doppelt logarithmische Darstellung, für fünf bzw. drei angegebene Laserenergien, Wellenlänge 266 nm, Strahldurchmesser 3 mm, Pulslänge 5 ns (CERN-Laser), Kathode aus PLZT 2/94,5/5,5 (# L 27)

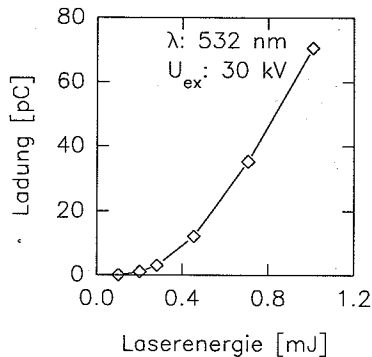


Abb. 3.14: Extrahierte Ladung von einer Kathode aus PZT 95/5 + 2 %  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  (# L 14) als Funktion der Laserenergie, Durchmesser des Laserstrahls auf der Kathode 3 mm, Pulslänge 40 ps (LAL)

Diese Abhängigkeit von Ladung und Spannung ergibt sich aus dem Übergang von der raumladungsbegrenzten zur quellenbegrenzten Emission. Das wird besonders in der doppelt logarithmischen Darstellung in Abb. 3.13 (b) deutlich. Man erkennt den Übergang des Anstiegs

der Meßkurven von  $3/2$  (raumladungsbegrenzt) zu null (quellenbegrenzt); der Verlauf einer durch die Abhängigkeit  $U^{3/2}$  gegebenen Geraden ist mit eingezeichnet.

Abbildung 3.14 zeigt die Abhängigkeit der gemessenen Ladung von der Energie des eingestrahnten Laserpulses. Die dargestellten Messungen wurden am LAL durchgeführt, also mit Laserpulsen von 40 ps Halbwertsbreite. Man kann deutlich die Nichtlinearität des Zusammenhanges von Ladung und Energie des Laserpulses erkennen. Die Quantenausbeute  $\eta$  bzw. die Effektivität  $S$  sind daher im dargestellten Energieintervall nicht konstant. Um zu untersuchen, welches die entscheidende Einflußgröße auf die Effektivität ist, wurden unter Verwendung ein und derselben Kathode und bei Verwendung verschiedener Laser mit sehr verschiedenen Pulslängen Daten in einem sehr großen Parameterbereich gesammelt. In Abb. 3.15 sind die Messungen mit zwei Lasern (CERN und LAL) gegenübergestellt. In Abb. 3.15 (a) ist die Effektivität in Abhängigkeit von der Energiedichte des eingestrahnten Laserpulses dargestellt. Dagegen ist in Abb. 3.15 (b) die Leistungsdichte als Abszisse gewählt. Das Verhalten der Meßwerte für beide Laser hat sich in dieser Darstellung deutlich angenähert.

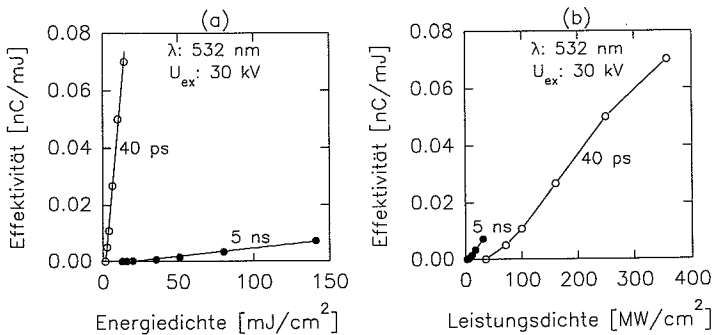


Abb. 3.15: Effektivität einer Kathode aus PZT 95/5 + 2 % Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (# L 14) als Funktion der Energiedichte (a) und der Leistungsdichte (b) des eingestrahnten Laserpulses

Ein interessantes Bild ergibt sich, wenn man die Meßergebnisse für die Effektivität für alle drei Laser und bei allen benutzten Wellenlängen in einem gemeinsamen Diagramm über der Leistungsdichte aufträgt, wie in Abb. 3.16. Auch hier wurden die Messungen mit ein und derselben Kathode durchgeführt. Es ergibt sich für die jeweilige Wellenlänge zunächst ein Anstieg der Effektivität mit der Leistungsdichte. Dann erfolgt jedoch ein Abknicken der Effektivität, das einer Begrenzung der Emission entspricht. Dieses Abknicken für hohe Effektivitäten ist durch die Raumladungsbegrenzung bewirkt.

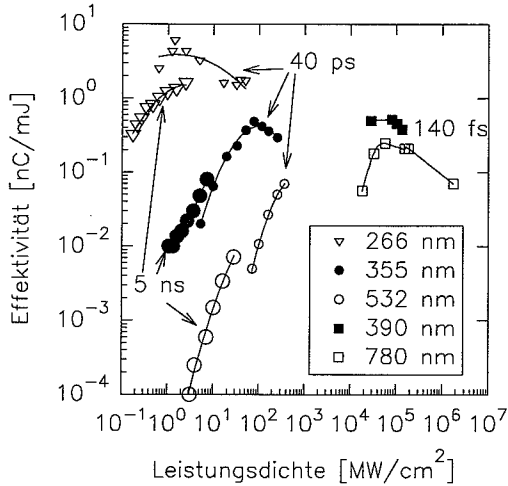


Abb. 3.16: Effektivität einer Kathode aus PZT 95/5 + 2 % Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (# L 14) als Funktion der Leistungsdichte des eingestrahnten Laserpulses für verschiedene Wellenlängen und Pulslängen,  $U_{\text{ex}} = 30 \text{ kV}$

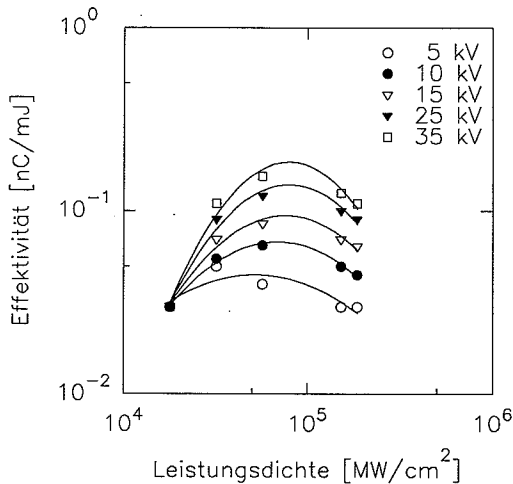


Abb. 3.17: Effektivität einer Kathode aus PZT 95/5 + 2 % Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (# L 14) als Funktion der Leistungsdichte des eingestrahnten Laserpulses für verschiedene Extraktionsspannungen, die Pulslänge beträgt 140 fs, die Wellenlänge 780 nm.

Auf diesen Effekt wird in Abschnitt 3.5.1 noch weiter eingegangen. Hier sei dazu noch die Abb. 3.17 gezeigt. Für verschiedene Extraktionsspannungen ist wieder die Effektivität der

Emission als Funktion der Leistungsdichte dargestellt. Das Abknicken der Effektivitätskurven ist eindeutig von der Extraktionsspannung abhängig. Bei Außerachtlassung der Extraktionsspannung ist somit die Effektivität der Emission durch die Leistungsdichte der Laserstrahlung auf der Kathode und die Wellenlänge des Lasers bestimmt. Diese starke Abhängigkeit der Effektivität von der Leistungsdichte der Laserstrahlung ist, zumindest für die geringeren Leistungsdichten, bei der klassischen Photoemission nicht vorhanden (s. Kap. 2.2).

### 3.4.2 Selbstemission

Gemäß der Definition in Kap. 3.2 handelt es sich bei der Selbstemission um die Emission von Ladungsträgern ohne äußeres Extraktionspotential oder gegen ein Gegenfeld. Für sehr geringe Stromdichten ist dieser Vorgang auch aus der klassischen Photoemission und der Exoemission [GLAEFEKE] bekannt. Die Raumladungsbegrenzung läßt jedoch in diesen Fällen die Emission von nennenswerten Stromdichten nicht zu. Nach dem Langmuir-Child-Gesetz (Gl. 3.4) liegt zum Beispiel die maximal mögliche Stromdichte bei etwa  $10 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ , wenn man von einer Anfangsenergie der Elektronen von 1 eV und einem Abstand zwischen Kathode und Anode von 1 cm ausgeht. In Abb. 3.18 ist der an  $50 \Omega$  gemessene Selbstemissions-Strompuls von einer Kathode aus PLZT 2/95/5 dargestellt (# L 32). Es wird der CERN-Laser benutzt. Die Pulsenergie des Lasers beträgt 350  $\mu\text{J}$ , die anderen Parameter sind in Tab. 3.2 angegeben. Das Überspringen ist durch das Meßsystem (vergl. Abb. 3.12 (b), S. 37) und durch Sekundärelektronen von der Anode verursacht.

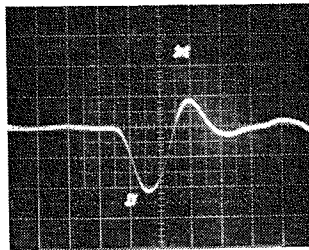


Abb. 3.18: Pulsform eines Selbstemissions-Strompulses von einer Kathode aus PLZT 2/95/5 (# L 32), induziert durch einen Laserpuls mit 5 ns FWHM und einer Wellenlänge von 266 nm nach einer Änderung der spontanen Polarisation durch einen Hochspannungspuls von 3 kV Amplitude und 1  $\mu\text{s}$  Breite. Der Laserstrahldurchmesser auf der Kathode beträgt 2,5 mm, der Auftreffwinkel  $40^\circ$ . (20 mA/kleinem Skalenteil (klSkt), 50  $\Omega$ , 2 ns/klSkt)

Bei einem gemessenen maximalen Strom von 80 mA beträgt die maximale Stromdichte in diesem Fall  $1,25 \text{ A}/\text{cm}^2$ , das ist deutlich über der Raumladungsgrenze bei klassischer Photoemis-

sion. Es handelt sich bei der Selbstemission von Ladungen mit Stromdichten in dieser Größenordnung um ein Phänomen, das bei der klassischen Photoemission nicht auftreten kann. Die Energie der Elektronen, mit der das Raumladungspotential überwunden wird, muß bei der Selbstemission aus einer anderen Quelle als dem externen Extraktionspotential kommen. Die einzig vorstellbare Quelle ist eine Änderung der spontanen Polarisierung  $P_s$  der ferroelektrischen Kathode. Diese Änderung von  $P_s$  führt zu einer Ladungstrennung und damit zum Auftreten von Feldern, in denen die Elektronen beschleunigt werden. Dazu muß die Kathode vorher in einen geeigneten Zustand gebracht werden, aus dem die laserinduzierte Relaxation erfolgen kann. Dieser Zustand wird erreicht durch eine Beeinflussung von  $P_s$  mit Hochspannungspulsen, wie sie auch bei der feldinduzierten ferroelektrischen Emission verwendet werden. Auf die möglichen Mechanismen einer Wechselwirkung der Laserstrahlung mit der spontanen Polarisierung wird in Kap. 3.5.4 und in Kap. 4 eingegangen.

Wellenlänge	266 nm
Durchmesser des Strahls auf der Kathode	2,5 mm
Einfallswinkel (von der Normalen)	40°
Pulslänge	5 ns FWHM
Pulsfrequenz	2/3 Hz

Tab. 3.2: Laserparameter bei den Selbstemissionsmessungen

In Beispielen werden jetzt die Abhängigkeiten der Selbstemission von verschiedenen Parametern dargestellt. Als erstes wird der Einfluß der Pulsspannung  $U_p$  der an die ferroelektrische Kathode angelegten Hochspannungspulse untersucht. Bedingt durch die ferroelektrische Hysterese tritt bei der feldinduzierten ferroelektrischen Emission ein ausgeprägter Schwellencharakter in der Abhängigkeit von der Pulsspannung auf [GUNDEL89B]. Es liegt daher die Vermutung nahe, daß sich auch bei der Selbstemission dieser Schwellencharakter wiederfindet. Die Auswertung der Meßwerte zeigt, daß das tatsächlich der Fall ist. In Abb. 3.19 ist der Selbstemissionsstrom  $I_{SE}$  als Funktion der Pulsspannung  $U_p$  für zwei verschiedene Laserenergien dargestellt (140  $\mu$ J und 350  $\mu$ J). Es wird eine Kathode aus PLZT 2/95/5 benutzt (# L 32). Hochspannungspulse und Laserpulse erfolgen abwechselnd. In Abb. 3.20 ist der zeitliche Ablauf zu sehen. Dabei wird die durch einen Laserpuls induzierte Selbstemission durch den vorhergehenden Hochspannungspuls beeinflusst. Die Gitterelektrode der Kathode und damit der äußere Kathodenhalter liegen auf Massepotential, die Messung erfolgt an der Anode an 50  $\Omega$  gegen Masse. Die Hochspannungspulse werden mit positiver Polarität an die Rückelektrode der ferroelektrischen Kathode angelegt. Die Selbstemission tritt

nur auf, wenn die Pulsspannung des zuvor erfolgten Hochspannungspulses oberhalb von 2,0...2,5 kV liegt. Unterhalb dieses Wertes tritt keine andauernde Veränderung der Verteilung der spontanen Polarisation im Kathodenmaterial auf, der nachfolgende Laserpuls kann keine Selbstemission bewirken. Die Polarität der Hochspannungspulse beeinflusst ebenfalls das Verhalten der Selbstemission. Prinzipiell ist Selbstemission nach Hochspannungspulse beider Polaritäten möglich. Die positive Polarität zur Rückelektrode hat sich jedoch als vorteilhafter erwiesen [GEISLER94A, fig. 5]. Die ferroelektrischen Domänen werden durch Pulse dieser Polarität offensichtlich in einen für die anschließende Selbstemission günstigeren Ausgangszustand gebracht.

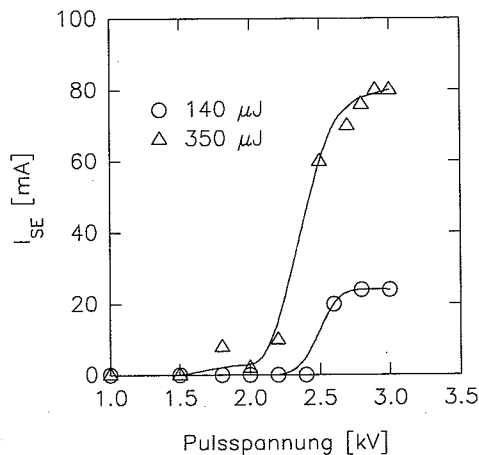


Abb. 3.19: Selbstemissionsstrom  $I_{SE}$  von einer Kathode aus PLZT 2/95/5 (# L 32) als Funktion der Pulsspannung für zwei Laserenergien (140  $\mu$ J und 350  $\mu$ J). Laserparameter nach Tab. 3.2

Verknüpft mit der Frage nach der notwendigen Amplitude der Hochspannungspulse ist auch die Frage nach dem Abklingen der Selbstemission, wenn keine Hochspannungspulse mehr erfolgen. Denn auch hierbei geht es um den ferroelektrischen Zustand, der zur Selbstemission notwendig ist. In Abb. 3.21 ist das Abklingen der Selbstemission unter Laserpulsen gleicher Energie, aber unterschiedlicher Frequenz dargestellt. Wieder wird der CERN-Laser benutzt (Parameter nach Tab. 3.2). Die Kathode ist diesmal aus PLZT 1/92/8 (# L 38). Während einer Meßreihe wird die vom Laser erzeugte Pulsfrequenz von 2/3 Hz direkt zur Beleuchtung der Kathode benutzt, bei der anderen Meßreihe werden mit dem Pulsselektor je zwei Pulse pro Minute selektiert.



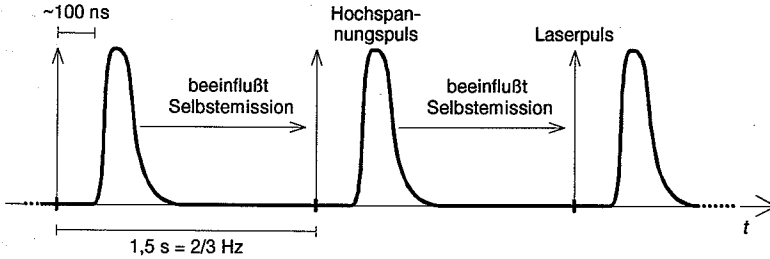


Abb. 3.20: Zeitliche Abfolge von Laserpulsen und Hochspannungspulsen bei der Erzeugung der Selbstemission (Darstellung nicht maßstäblich).

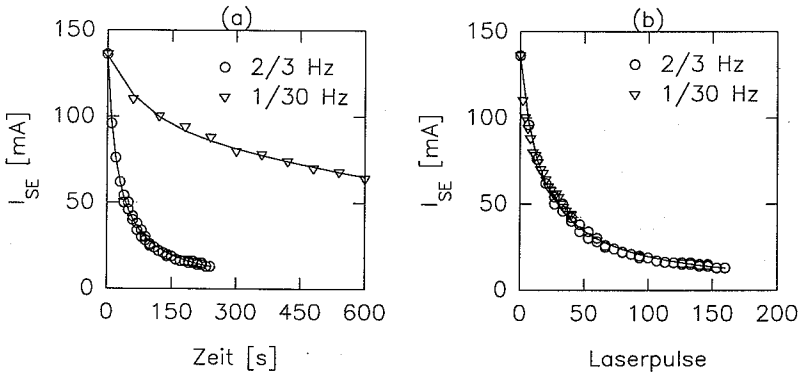


Abb. 3.21: Abklingen des Selbstemissionsstroms  $I_{SE}$  von einer Kathode aus PLZT 1/92/8 (# L 38) als Funktion (a) der Zeit und (b) der Anzahl der Laserpulse. Energie pro Puls  $600 \mu\text{J}$ , Frequenz der Laserpulse auf der Kathode 2/3 Hz bzw. 1/30 Hz, andere Parameter nach Tab. 3.2.

Vor Beginn der Laserbestrahlung wurde der ferroelektrische Zustand jeweils mit einigen Hochspannungspulsen für die Selbstemission vorbereitet; mit Beginn der Messungen erfolgen keine Hochspannungspulse mehr. Die Amplitude der Hochspannungspulse beträgt  $2,5 \text{ kV}$  bei positiver Polarität zur Rückelektrode, ihre Dauer  $1 \mu\text{s}$ . Die Energie pro Laserpuls ist  $600 \mu\text{J}$ . In Abb. 3. 21 (a) ist das Abklingen der Selbstemission als Funktion der Zeit dargestellt. Die Beleuchtung mit Laserpulsen mit einer Frequenz von 2/3 Hz führt zu einem wesentlich schnelleren Abklingen der Emission als die Beleuchtung mit 1/30 Hz. In Abb. 3. 21 (b) ist die Anzahl der Laserpulse auf der Kathode als Abszisse gewählt. In dieser Darstellung fallen beide Meßreihen zusammen. Das Abklingen der Selbstemission hängt also nicht in erster Linie von der vergangenen Zeit seit dem letzten Hochspannungspuls ab, sondern von der Anzahl der Laserpulse, die die Kathode nach diesem letzten Hochspannungspuls beleuchten. Unter diesen

Laserpulsen relaxiert die ferroelektrische Kathode offensichtlich in einen Zustand, in dem die Selbstemission nicht mehr möglich ist.

In Kap. 2.5.1 wurde dargelegt, daß die Ausprägung der ferroelektrischen Eigenschaften temperaturabhängig ist. Um einen Zusammenhang zwischen den ferroelektrischen Eigenschaften und der Selbstemission zu finden, wurde die Selbstemission als Funktion der Temperatur der Kathode gemessen. Dazu wird die Kathode im Vakuumtank beheizt. Durch Nachstellen des Heizstroms wird die Rate der Erwärmung auf etwa 1,7 K/min stabilisiert. Eine gleichzeitige Druckmessung stellt sicher, daß auch während des Heizens ein Vakuum von mindestens  $10^{-3}$  Pa eingehalten wird.

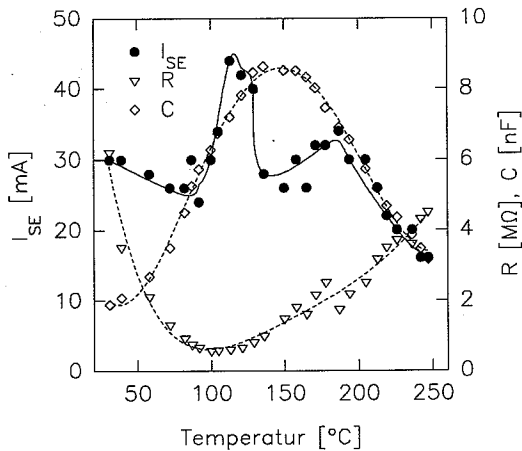


Abb. 3.22: Zusammenhang von Selbstemissionsstrom  $I_{SE}$ , Kapazität  $C$  und Widerstand  $R$  der ferroelektrischen Kathode (PLZT 8/65/35, # L 3) mit ihrer Temperatur. Laserparameter nach Tab. 3.2, Messung während des Heizens mit 1,7 K/min.

Hochspannungspulse und Laserpulse werden abwechselnd benutzt, wie in Abb. 3.20 dargestellt. Die Energie pro Laserpuls ist 350  $\mu$ J, die anderen Laserparameter wie in Tab. 3.2 aufgeführt. Die Amplitude der Hochspannungspulse beträgt 0,6 kV; die positive Polarität liegt an der Rückelektrode. Abbildung 3.22 zeigt den Zusammenhang zwischen der Temperatur der Kathode und dem Selbstemissionsstrom während des Heizens für eine Kathode aus PLZT 8/65/35 (# L 3). Zusätzlich sind noch der Verlauf der Kapazität der Kathode  $C$  und des Widerstandes der Kathode  $R$  angegeben, gemessen bei 1 kHz. Diese Verläufe entsprechen weitestgehend den in [GUNDEL90] dargestellten. Durch das starke Ansteigen der Kathodenkapazität  $C$  mit der Temperatur (von 2 auf 8 nF) muß die Ladespannung am Pulsgenerator von 1,0 kV auf 2,6 kV erhöht werden, um die Pulsspannung an der Kathodenkapazität stabil zu

halten. Das verwendete Kathodenmaterial (PLZT 8/65/35) zeichnet sich durch einen diffusen Phasenübergang aus, wie man durch das breite Maxima der Kapazität erkennt. Die Curietemperatur liegt bei etwa 140 °C. Oberhalb dieser Temperatur nimmt der Anteil der ferroelektrischen Phase in der Keramik kontinuierlich ab. Das Maximum des Selbstemissionsstroms bei 120 °C fällt zusammen mit dem Minimum des Kathodenwiderstandes, einem Indikator für einen Phasenübergang. Für Temperaturen über 190 °C geht die Selbstemission dann deutlich zurück. Insgesamt ist kein eindeutiger Zusammenhang zwischen Phasenübergängen und der Selbstemission zu finden; die Abnahme der Selbstemission für Temperaturen über 190 °C ist aber mit der Abnahme der ferroelektrischen Phase im Kathodenmaterial verbunden.

Ein weiterer wichtiger Parameter bei der Untersuchung der Selbstemission ist ihre Abhängigkeit von der Energie des eingestrahnten Laserpulses. Die in Abb. 3.23 dargestellten Messungen sind mit einer Kathode aus PLZT 8/95/35 (# L 3) durchgeführt worden. Die Hochspannungspulse haben eine Amplitude von 1,7 kV bei positiver Polarität zur Rückelektrode.

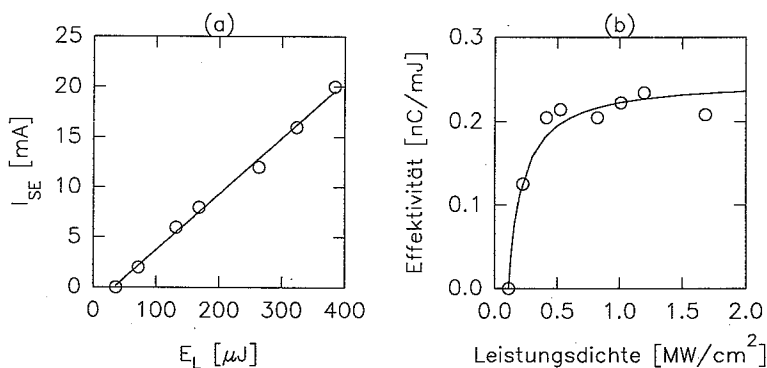


ABB 3.23: Abhängigkeit der Selbstemission von der Laserenergie für eine Kathode aus PLZT 8/65/35 (# L 3) in der Darstellung von (a): dem maximalen Selbstemissionsstrom  $I_{SE}$  als Funktion der Energie eines Laserpulses  $E_L$  und (b): der Effektivität der Selbstemission als Funktion der Leistungsdichte der Laserpulse, weitere Parameter nach Tab. 3.2.

Die Laserparameter entnimmt man Tab. 3.2. In Abb. 3.23 (a) ist der maximale Selbstemissionsstrom  $I_{SE}$  als Funktion der Laserpulsenergie  $E_L$  zu sehen. Man kann erkennen, daß die durch die Meßpunkte definierte Regressionsgerade nicht durch den Koordinatenursprung läuft, es ist eine Mindestenergie notwendig, bevor die Selbstemission einsetzen kann. Rechnet man die Meßwerte für eine Darstellung der Effektivität  $S$  als Funktion der Laserleistungsdichte auf

der Kathode  $I_L$  um (Abb. 3.23 (b)), so zeigt sich ebenfalls deutlich der Schwellencharakter der Abhängigkeit.

Die folgende Messung soll eine Abschätzung der maximalen Energie erlauben, mit der die Elektronen die Anode erreichen. Dazu wird eine einfache Gegenfeldmethode benutzt. Während die Gitterelektrode der Kathode und der Kathodenhalter auf Massepotential liegen, wird an die Anode ein negatives Potential angelegt. Die Elektronen haben daher gegen das externe Feld anzulaufen. Das Meßsignal wird über einen hochspannungsfesten Kondensator an der Anode niederohmig ( $50\ \Omega$ ) ausgekoppelt. Da die Anode positiv vorgespannt ist, wird die Messung durch Sekundärelektronenemission stark beeinflusst, gibt aber immerhin einen Überblick über die maximale Energie der emittierten Elektronen. Die Laserparameter entsprechen denen in Tab. 3.2 angegebenen, die Energie pro Laserpuls beträgt  $350\ \mu\text{J}$ . Die Hochspannungspulse haben eine Amplitude von  $2,8\ \text{kV}$  bei positiver Polarität zur Rückelektrode. In Abb. 3.24 ist der maximale Selbstemissionsstrom  $I_{SE}$  als Funktion der Gegenspannung  $U_{ex}$  dargestellt. Es wird eine Kathode aus PLZT 2/95/5 verwendet (# L 32). Man erkennt, daß das Energiespektrum der Elektronen bis etwa  $2\ \text{keV}$  reicht.

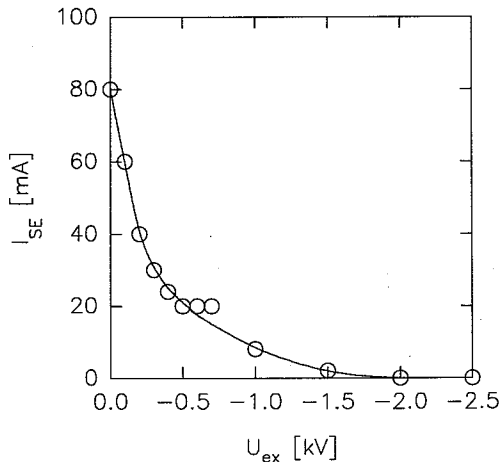


Abb. 3.24: Maximaler Selbstemissionsstrom  $I_{SE}$  als Funktion der Gegenspannung  $U_{ex}$ , gemessen mit einer Kathode aus PLZT 2/95/35 (# L 32), Parameter nach Tab. 3.2.

### 3.4.3 Verstärkte Emission

Die verstärkte Emission ist eine Kombination der beiden zuvor beschriebenen Meßarten. Daher soll sie nur kurz dargestellt werden. In Abb. 3.25 ist der laserinduzierte Strom von einer

Kathode aus PLZT 2/94,5/5,5 (# LHC 2) als Funktion der Anzahl der Laserpulse dargestellt. Die Laserwellenlänge beträgt 355 nm, die Pulslänge 5 ns (CERN-Laser) und die Pulsfrequenz 1/8 Hz. Der Stahldurchmesser auf der Kathode beträgt 3 mm, der Einfall ist senkrecht zur Kathode. Der zeitliche Ablauf entspricht dem in Abb. 3.10 (S. 32) vorgestellten. Für den Bereich 1 (negative Pulsnummern einschließlich des 0. Pulses) liegt Selbstemission vor. Intermittierend zu den Laserpulsen wird die Kathode mit Hochspannungspulsen erregt, die Puls-spannung beträgt 1,8 kV bei positiver Polarität zur Rückelektrode. Nach dem 0. Puls werden die Hochspannungspulse abgeschaltet und gleichzeitig wird eine Extraktionsspannung von 8 kV eingeschaltet. Für den Bereich 2 liegt also verstärkte Emission vor. Nach etwa 20 Pulsen ist die verstärkte Emission abgeklungen, das nun erreichte Niveau entspricht der normalen Photoemission (Bereich 3). Die quantitativen Verhältnisse der maximalen Ströme für die drei angegebenen Arten der Photoemission von Ferroelektrika hängen von vielen Faktoren ab und sind durch die dargestellte Messung nur exemplarisch wiedergegeben. Ob die normale Photoemission oder die Selbstemission auf höherem Niveau liegt, wird u. a. beeinflusst durch die Extraktionsspannung, die Pulsspannung, das Kathodenmaterial, die Wellenlänge und Pulslänge des Lasers.

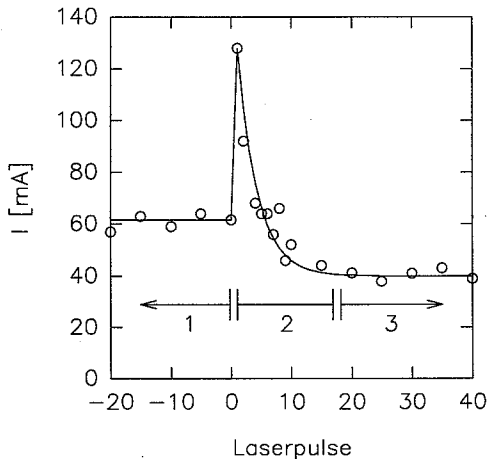


Abb. 3.25: Maximaler Strom  $I$  als Funktion der Anzahl der Laserpulse von einer Kathode aus PLZT 2/94,5/5,5 (# LHC 2), in den Bereichen 1: Selbstemission, 2: Verstärkte Emission, 3: Normale Photoemission, weitere Parameter im Text

### 3.5 Beschreibung durch Modelle

#### 3.5.1 Raumladungsbegrenzung

Bei der Betrachtung der Raumladungsprobleme, muß man zwischen zwei Betriebsarten unterscheiden, dem Dauerbetrieb und dem gepulsten Betrieb [GIRARDEAU89]. Außerdem ist bei Elektronenenergien von über 100 keV eine relativistische Betrachtung notwendig [MILLER]. Da bei unseren Experimenten die Extraktionsspannungen begrenzt sind, sind die folgenden Betrachtungen nichtrelativistisch ausgeführt.

Für planare Dioden im Dauerbetrieb gewinnt man durch Integration der Poissonschen Differentialgleichung unter Beachtung der Randbedingungen das Langmuir-Child-Gesetz [PHILIPPOW88] für die raumladungsbegrenzte Stromdichte  $j_{LC}$  in Abhängigkeit von der Extraktionsspannung  $U_{ex}$  und dem Elektrodenabstand  $g$ :

$$j_{LC} = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2q_e}{m_e}} \frac{U_{ex}^{3/2}}{g^2}. \quad (3.1)$$

Dabei ist  $q_e$  die Ladung und  $m_e$  die Masse eines Elektrons. Für gepulste Dioden gilt dieses Gesetz noch in guter Näherung, falls die Pulsdauer  $t_p$  sehr viel größer als die Flugdauer  $t_F$  der Elektronen von Kathode zu Anode ist (quasi Dauerbetrieb). Für andere (nicht planare) Diodengeometrien ergibt sich ebenfalls eine  $U^{3/2}$ -Abhängigkeit der Stromdichte von der Extraktionsspannung [BARKHAUSEN].

Eine raumladungsbegrenzte Emission mit einer Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen führt zu einem Potentialminimum vor der Kathode, dessen Tiefe der Anfangsenergie der Ladungsträger entspricht und dessen Lage sich durch Gleichsetzen der raumladungsbegrenzten Stromdichten in den Bereichen Kathode-Potentialminimum und Potentialminimum-Anode zu

$$z_{min} = g \frac{U_k^{3/2}}{U_k^{3/2} - (U_k + U_{ex})^{3/2}} \left[ 1 - \sqrt{1 - \frac{U_k^{3/2} - (U_k + U_{ex})^{3/2}}{U_k^{3/2}}} \right] \quad (3.2)$$

berechnet, wobei  $U_k$  die Anfangsenergie der Elektronen in Volt ist. Die maximale Stromdichte steigt damit auf [PHILIPPOW88]

$$j_{LC} = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2q_e}{m_e}} \frac{(U_{ex} + U_k)^{3/2}}{(g - z_{min})^2}. \quad (3.3)$$

Für  $U_k \ll U_{ex}$  ergibt sich keine nennenswerte Änderung gegenüber (3.1), im Fall  $U_{ex} = 0$  (Selbstemission) gilt  $z_{min} = g/2$  und damit

$$j_{SE} = \frac{16\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2q_e}{m_e}} \frac{U_k^{3/2}}{g^2}. \quad (3.4)$$

Für sehr kurze Pulse ( $t_F \ll t_P$ ) gibt es eine andere Begrenzung [GIRARDEAU89]. Der Elektronenpuls hat in diesem Fall die Form einer flachen Scheibe. Wird die gesamte Ladung, die durch die Extraktionsspannung auf der Kathodenoberfläche influenziert ist, emittiert, so ist das elektrische Feld vor der Kathode gleich null, weitere Ladung kann dann nicht mehr emittiert werden. Die maximale Ladung pro Puls  $Q_{\max, kP}$  (kP für kurze Pulse) ist also

$$Q_{\max, kP} = C_K U_{ex}, \quad (3.5)$$

wobei  $C_K$  die Kapazität der Anordnung Kathode-Anode unter der emittierenden Fläche  $A$  ist. Pro Flächeneinheit und mit einer Plattenkondensatornäherung für  $C_K$  ergibt sich

$$\left(\frac{Q}{A}\right)_{\max, kP} = \frac{\epsilon_0 U_{ex}}{g}. \quad (3.6)$$

Führt man die Gleichungen (3.1) bzw. (3.5) in die Definitionsgleichung (2.7) für die Effektivität  $S$  der Kathode ein, so ergibt sich die unter bestimmten Bedingungen höchstens erreichbare Effektivität. Für den quasi Dauerbetrieb (Index LC für Langmuir-Child) ergibt sich bei gleichmäßiger Verteilung des Emissionsstroms auf der Fläche  $A$  und über die Zeit  $t_P$

$$S_{\max, LC} = \frac{j_{LC} A t_P}{E_L}. \quad (3.7)$$

Als Abhängigkeit von der Leistungsdichte  $I_L$  (Leistungsdichte) des Lasers erhält man

$$S_{\max, LC} = \frac{j_{LC}}{I_L}. \quad (3.8)$$

Für den Grenzfall der kurzen Pulse ergibt sich

$$S_{\max, kP} = \frac{Q_{\max}}{E_L}, \quad (3.9)$$

oder mit  $I_L$  und Plattenkondensatornäherung für  $C_K$

$$S_{\max, kP} = \frac{\epsilon_0 U_{ex}}{I_L g t_P}. \quad (3.10)$$

In beiden Fällen ergibt sich eine umgekehrt proportionale Abhängigkeit von  $I_L$

$$S_{\max} = \frac{B(t_P)}{I_L}, \quad (3.11)$$

wobei der Parameter  $B$  nur für kurze Pulse von  $t_P$  abhängt. Ein Ansatz als Summe

$$B = j_{LC} + \frac{\epsilon_0 U_{ex}}{g t_p} \quad (3.12)$$

der beiden Funktionen befriedigt beide Grenzfälle. In Abb. 3.26 (a) ist diese Funktion in Abhängigkeit von der Pulslänge dargestellt. Die Geraden der beiden Grenzfälle sind mit angegeben. Mit den entsprechenden Werten von  $B$  nach (3.12) ergeben sich die in Abb. 3.26 (b) dargestellten Raumladungsgrenzen für die benutzten Laser bei  $U_{ex} = 30$  kV und  $g = 11$  mm.

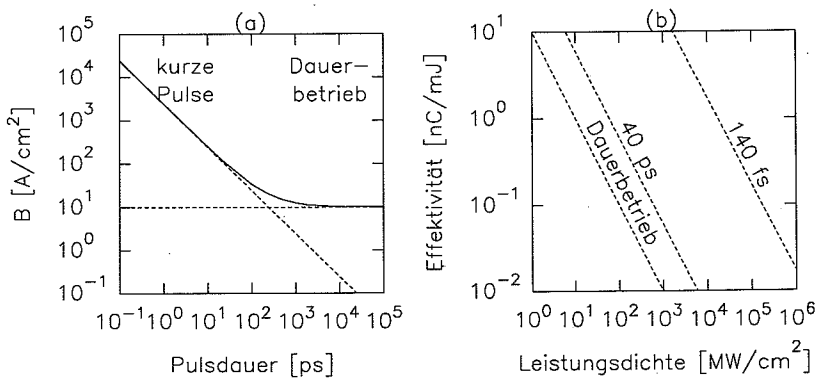


Abb. 3.26 (a): Parameter  $B$  als Funktion der Pulsdauer für  $U_{ex} = 30$  kV und  $g = 11$  mm, (b): Raumladungsbegrenzung der Effektivität als Funktion der Leistungsdichte der Laserpulse auf der Kathode für drei verschiedene Pulslängen.

Eine andere Möglichkeit zur Bestimmung der Raumladungsgrenzen sind Simulationsrechnungen. Hierbei kann man auf verschiedene vorhandene Programmsysteme zurückgreifen, z. B. das Programm EGUN vom W. B. Herrmannsfeldt [HERRMANNSFELDT] oder das Programmsystem MAFIA von T. Weiland [KLATT]. Ich habe mich entschlossen, ein einfaches eindimensionales Verfahren zu wählen, das bei [MILLER] und [GILTON] beschrieben wird. Es kann sowohl bei kurzen, als auch bei langen Pulsen eingesetzt werden und liefert Ergebnisse mit einer ausreichenden Genauigkeit (im Vergleich zu den Meßergebnissen). Allerdings muß man sich über die Grenzen einer eindimensionalen Simulation im klaren sein. Zum einen stellt sie eine eventuell sogar recht grobe Vereinfachung der realen Geometrie dar, zum anderen treten Fehler auf, die daher rühren, daß alle Raumladungskräfte in axiale Bewegung umgesetzt werden und die radiale Expansion unbeachtet gelassen wird [DOWNER]. Gerade direkt vor der Kathode, wo sich die Haupteffekte zur Raumladungsbegrenzung ergeben, gilt die eindimensionale Näherung jedoch recht gut.



Das System wird in  $x$ - und  $y$ -Richtung unendlich ausgedehnt angenommen, die Kathode liegt bei  $z = 0$  und die Anode bei  $z = g$ . Die emittierte Ladung sei in infinitesimal dünne Scheiben unterteilt, die nacheinander emittiert werden und deren Flächenladungsdichte  $\sigma$  sich aus der Emissionsstromdichte  $j_{em}$  und dem Zeitintervall  $\Delta t$  zwischen der Emission zweier Scheiben ergibt. Für die  $i$ -te Scheibe, die zum Zeitpunkt  $t$  emittiert wird, gilt dann

$$\sigma_i = j_{em}(t) \Delta t(t). \quad (3.13)$$

Diese Scheibe am Ort  $z_i$  verursacht im Raum zwischen Anode und Kathode ein Feld

$$E_i(z) = \begin{cases} -\frac{\sigma_i}{\epsilon_0} \left( \frac{g - z_i}{g} \right), & z < z_i \\ \frac{\sigma_i}{\epsilon_0} \frac{z_i}{g}, & z > z_i \end{cases}, \quad (3.14)$$

auf sie selbst wirkt ein Feld [MILLER]

$$E_i = \frac{\sigma_i}{\epsilon_0} \left( \frac{z_i}{g} - \frac{1}{2} \right). \quad (3.15)$$

Jede Scheibe unterliegt dem Einfluß der Felder aller anderen Scheiben im Raum zwischen Kathode und Anode, dem eigenen Feld und einem eventuell überlagerten statischen Feld  $E_{stat}$ .

Die nichtrelativistische Gleichung der Bewegung

$$\ddot{z} = E \frac{q_e}{m_e} \quad (3.16)$$

mit

$$E = \sum_i E_i + E_{stat} \quad (3.17)$$

wird numerisch integriert. Aus den  $z_i$  und  $\dot{z}_i$  nach dem  $n$ -ten Zeitschritt werden die Variablen nach dem Zeitschritt  $n+1$  zu

$$z_{i,n+1} = z_{i,n} + \dot{z}_{i,n} \Delta t_n + \frac{1}{2} E(z_{i,n}) \frac{q_e}{m_e} (\Delta t_n)^2 \quad (3.18)$$

$$\dot{z}_{i,n+1} = \dot{z}_{i,n} + E(z_{i,n}) \frac{q_e}{m_e} \Delta t_n \quad (3.19)$$

ermittelt. Als Parameter gehen in die Simulation ein: die Anfangsgeschwindigkeit  $v_0$ , mit der die Elektronen die Kathode verlassen, das statische Feld  $E_{stat}$ , die zeitliche Verteilung der Emissionsstromdichte  $j_{em}(t)$  und die Entfernung zwischen Kathode und Anode  $g$ . Die numerische Güte der Simulation selbst wird beeinflußt durch die Feinheit der Zeitschritte und die Anzahl der Ladungsscheiben, in die die emittierte Ladung unterteilt wird. Als Ergebnis der

Simulation erhält man die Trajektorien  $z(t_n)$  für jede einzelne Scheibe, den zeitlichen Verlauf der transmittierten Stromdichte  $j_{tr}(t_n)$  und die insgesamt transmittierte Ladung pro Flächeneinheit. Einige Beispielrechnungen sollen die Simulation demonstrieren.

In Abb. 3.27 ist die Bewegung der emittierten Ladung von der Kathode zur Anode für den quellenbegrenzten Fall dargestellt, und zwar je für einen langen und einen kurzen Puls. Der zeitliche Verlauf der Emissionsstromdichte  $j_{em}$  soll der Laserpulsform folgen. Für die numerische Simulation wird er durch eine  $\cos^2$ -Funktion beschrieben. Diese Pulsform läßt sich sehr einfach darstellen und hat im Gegensatz zu einem Gaußpuls den Vorteil, in einer definierten Zeit (Fußpunktsbreite  $t_f$ , entspricht der doppelten Halbwertsbreite  $t_H$ ) zu null zu werden. Damit wird

$$j_{em}(t) = \begin{cases} j_0 \cos^2(\pi t/t_f), & |t| \leq t_f/2 \\ 0, & \text{sonst} \end{cases}, \quad (3.20)$$

mit  $j_0$  als dem Scheitelwert der Emissionsstromdichte. Diese Pulsform ist in Abb. 3.41 (S. 70) dargestellt. Für die Simulation in Abb. 3.27 beträgt der Abstand zwischen Kathode und Anode 10 mm, es wirkt ein Extraktionspotential von 30 kV.

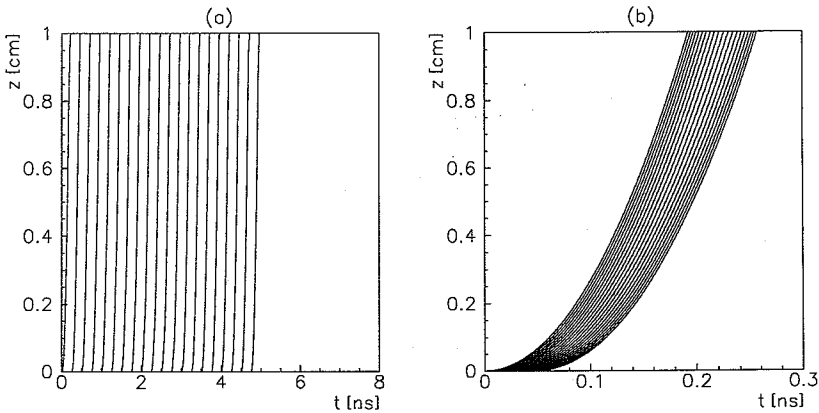


Abb. 3.27: Simulation der Ladungsbewegung von Kathode zur Anode im quellenbegrenzten Fall, (a): 5 ns-Puls, 5 A/cm<sup>2</sup>, (b): 50 ps-Puls, 20 A/cm<sup>2</sup>

Die emittierte Ladung ist in 20 Scheiben aufgeteilt. Das ist eine sehr geringe Anzahl von Ladungsscheiben, die in diesem Falle (keine Raumladungsbegrenzung) aber ausreicht und der Übersichtlichkeit der Abbildung zugute kommt. Man erkennt die Trajektorien der 20 Ladungsscheiben, die sich unter dem beschleunigenden Einfluß des Extraktionspotentials bewegen. Die Anfangsgeschwindigkeit der emittierten Ladungsträger entspricht einer Energie von 0,2 eV. In

der Abb. 3.27 (a) beträgt die Fußpunktsbreite des Elektronenpulses 5 ns bei einer Amplitude  $j_0$  von  $5 \text{ A/cm}^2$ , die Ladungsscheiben verlassen im Abstand von 250 ps die Kathode, die Zeitschrittweite der Berechnung beträgt 20 ps. Die Flugzeit der einzelnen Elektronen ist deutlich kürzer als die Pulslänge des Lasers, es gilt die Näherung für den Dauerbetrieb. In Übereinstimmung mit Gl. 3.1 ( $j_0 < j_{LC} = 12 \text{ A/cm}^2$ ) erreicht die gesamte emittierte Ladung von  $12,5 \text{ nC/cm}^2$  die Anode. Demgegenüber ist in Abb. 3.27 (b) ein kurzer Puls dargestellt mit einer Amplitude von  $20 \text{ A/cm}^2$ ; die Fußpunktsbreite beträgt 50 ps, deutlich kürzer als die Flugzeit. Die 20 Ladungsscheiben werden jetzt im Abstand von 2,5 ps emittiert bei einer Berechnungsschrittweite von 0,4 ps. Auch hier erreichen alle emittierten Ladungen die Anode, insgesamt  $0,5 \text{ nC/cm}^2$ .

In Abb. 3.28 ist ein Fall mit Raumladungsbegrenzung bei einem 50 ps-Puls dargestellt. In  $z$ -Richtung sind dabei nur die ersten  $5 \mu\text{m}$  unmittelbar vor der Kathode gezeigt.

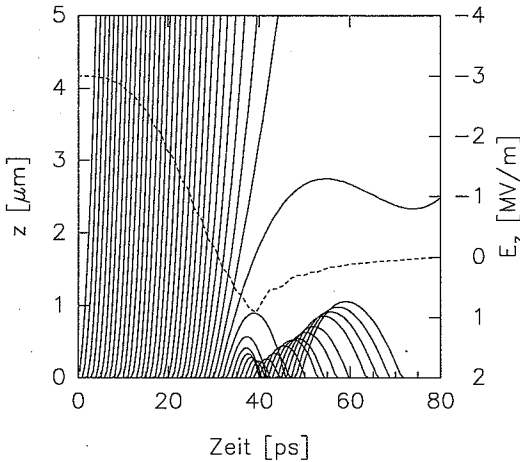


Abb. 3.28: Simulation der Ladungsbewegung von Kathode zur Anode im raumladungsbegrenzten Fall sowie das elektrische Feld  $E_z(t)$  (---) auf der Oberfläche der Kathode, 50 ps-Puls,  $150 \text{ A/cm}^2$

Die Rechnung wurde jetzt mit 50 Ladungsscheiben und einer Berechnungsschrittweite von 0,3 ps durchgeführt. Die emittierte Stromdichte  $j_0$  beträgt  $150 \text{ A/cm}^2$ , das entspricht im Integral einer emittierten Ladungsdichte von  $3,75 \text{ nC/cm}^2$ . Transmittiert werden davon allerdings nur  $2,77 \text{ nC/cm}^2$ . Das ist in guter Übereinstimmung zu Gl. 3.6. Für die gegebenen Werte von  $U_{ex}$  und  $g$  ergibt sich nach ihr eine transmittierte Ladung von  $2,66 \text{ nC/cm}^2$ . Das Feld  $E_z$  für  $z = 0$  ist ebenfalls dargestellt. Circa 30 ps nach dem Beginn der Emission ist der Raum zwischen Kathode und Anode so mit Ladungen gefüllt, daß das Extraktionsfeld völlig abgeschirmt

ist und die Raumladungskräfte weitere emittierte Ladungen zur Kathode reflektieren. Durch die Anfangsenergie der Elektronen von 0,2 eV kommt es zu einer Überinjektion von Ladungen in den Raum vor die Kathode, daher ändert die Feldstärke zeitweise das Vorzeichen. Zum Vergleich der beiden dargestellten Verfahren habe ich einige Werte für den Parameter  $B(t_p)$  mit dem numerischen Simulationsverfahren bestimmt und mit denen nach Gl. 3.12 verglichen. Aus der Definitionsgleichung für die Effektivität einer Photokathode Gl. 2.7 erhält man

$$S_{\max} = \left( \frac{Q}{A} \right)_{\max} \frac{1}{I_L t_p}, \quad (3.21)$$

wobei  $(Q/A)_{\max}$ , die maximal übertragbare Ladung pro Flächeneinheit, numerisch bestimmt wird. Ein Vergleich mit Gl. 3.11 ergibt

$$B(t_p) = \left( \frac{Q}{A} \right)_{\max} \frac{1}{t_p}. \quad (3.22)$$

Abbildung 3.29 zeigt, daß beide Verfahren annähernd identische Ergebnisse liefern.

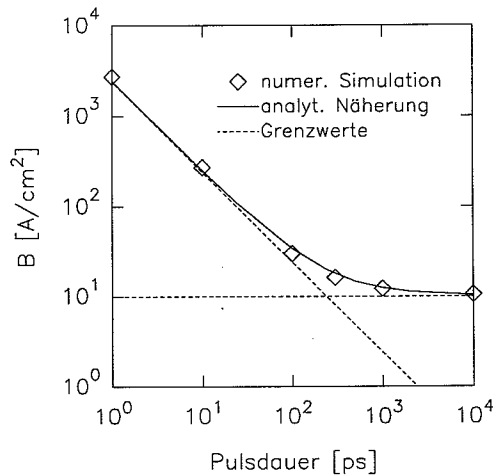


Abb. 3.29: Vergleich der Ergebnisse der analytischen Näherung (—) und ihrer Grenzwerte (- - -) mit denen der numerischen Simulation ( $\diamond$ ) für die Raumladungsbegrenzung der Emission (vergl. Gl.(3.12)),  $g = 11$  mm,  $U_{\text{ex}} = 30$  kV.

Jetzt sollen die vorgestellten Verfahren zur Berechnung der Raumladungsbegrenzung angewendet werden. Dazu werden sie zunächst mit Messungen zur Abhängigkeit der emittierten Ladung von der Extraktionsspannung verglichen.

Als erstes werden die Ergebnisse zu langen Pulsen besprochen. In Abb. 3.13 (S. 38) ist die gemessene Ladung (normale Photoemission) für fünf verschiedene Laserenergien als Funk-

tion der Extraktionsspannung gezeigt. Wie dort schon erwähnt, ist die gezeigte Abhängigkeit durch das Übergangsgebiet von der raumladungsbegrenzten zur quellenbegrenzten Emission bestimmt. Im raumladungsbegrenzten Fall ist ein Ansteigen der Ladung proportional zu  $U_{\text{ex}}^{3/2}$  zu erwarten, im quellenbegrenzten Fall eine konstante Ladung. In Abb. 3.30 sind noch einmal drei der fünf Kurven aus Abb. 3.13 gezeigt. Zum Vergleich dazu ist die Raumladungsgrenze nach dem Langmuir-Child-Gesetz (Gl. 3.1) gezeigt. Die maximal zu extrahierende Ladung  $Q_{\text{LC}}$  wird aus der Stromdichte  $j_{\text{LC}}(U_{\text{ex}})$  nach

$$Q_{\text{LC}}(U_{\text{ex}}) = j_{\text{LC}}(U_{\text{ex}}) t_f A \quad (3.23)$$

bestimmt. Dabei ist  $t_f$  die Fußpunktsbreite des Elektronenpulses (als doppelte Halbwertsbreite angenommen) und  $A$  die vom Laserpuls auf der Kathode beleuchtete Fläche. Der Abstand von Anode und Kathode  $g$  sei 11 mm. In Gl. 3. 23 geht man davon aus, daß während der Gesamtdauer der Laserpulses und auf der gesamten von ihm beschienenen Fläche die Raumladungsbegrenzung nach Gl. 3.1 erreicht wird.

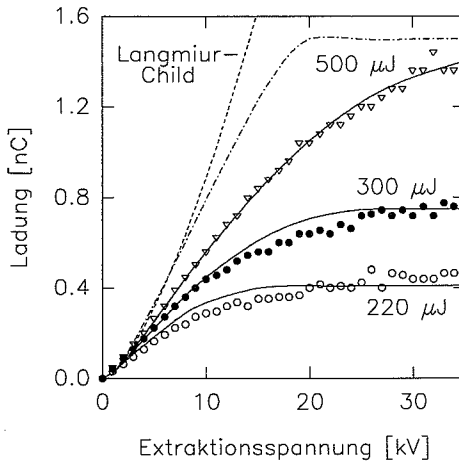


Abb. 3.30: Gemessene Ladung als Funktion der Extraktionsspannung von einer Kathode aus PLZT 2/94,5/5,5 (# L 27) für Laserenergien von 500  $\mu\text{J}$ , 300  $\mu\text{J}$  und 220  $\mu\text{J}$ , Wellenlänge 266 nm, Pulslänge 5 ns, Strahldurchmesser 3 mm, dazu die Simulation mit  $j_{\text{em}}(r)$ ,  $r_0 = 1,35$  mm (—), Simulation mit räumlicher Gleichverteilung (-----) und die Raumladungsgrenze nach dem Langmuir-Child-Gesetz (- - -)

Für sehr niedrige Extraktionsspannungen nähern sich die gemessenen Kurven der Raumladungsgrenze nach (3.1) bzw. (3.23), da dann tatsächlich die raumladungsbegrenzte Emission

sowohl zeitlich als auch räumlich einen immer größeren Anteil an der Gesamtladung ausmacht. In der Realität ist aber die Emission weder in zeitlicher noch in räumlicher Hinsicht gleichverteilt. Die zeitliche Gleichverteilung kann in dem oben vorgestellten Simulationsverfahren leicht fallengelassen werden, da die emittierte Stromdichte in die Simulation nach (3.13) als Funktion der Zeit eingeht. Die Pulsform des Laserpulses und ihr folgend die Emissionsstromdichte  $j_{em}(t)$  wird gemäß (3.20) mit einer  $\cos^2$ -Funktion beschrieben. Die vorgegebene Emissionsstromdichte  $j_{em}(t)$  stellt die Quellenbegrenzung der Emission dar. Gibt man die Stromdichte  $j_0$  so vor, daß die maximal emittierte Ladung 1,5 nC beträgt, ergibt die Simulation für verschiedene Extraktionsspannungen die in Abb. 3.30 enthaltene Abhängigkeit zwischen Ladung und Spannung (als Simulation mit räumlicher Gleichverteilung bezeichnet). Die Kurve nähert sich im Vergleich zur Langmuir-Child-Funktion den Meßwerten besser an, ohne sie jedoch korrekt zu beschreiben. Es ergibt sich daher die Notwendigkeit, auch die räumliche Gleichverteilung in der Simulation aufzugeben. Das widerspricht zwar der oben als Voraussetzung für das Simulationsverfahren geforderten Gleichverteilung in  $x$ - und  $y$ -Richtung, andererseits erkennt man aber aus Abb. 3.28, daß die entscheidenden Effekte der Raumladungskräfte sich wenige Mikrometer vor der Kathode ergeben. Die geforderte Gleichverteilung ist annähernd erhalten, wenn Änderungen in Bereichen stattfinden, die groß gegenüber diesem Maßstab sind. Führt man auch in radialer Richtung eine  $\cos^2$ -Verteilung ein, so ergibt sich schließlich für die emittierte Stromdichte

$$j_{em}(t,r) = \begin{cases} j_0 \cos^2\left(\frac{\pi t}{t_f}\right) \cos^2\left(\frac{\pi r}{2r_0}\right), & |t| < t_f/2, \quad r < r_0 \\ 0, & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.24)$$

Das Gesamtergebnis der Simulation erhält man aus den Resultaten einzelner Simulationsläufe für verschiedene Radien, die entsprechend ihren Flächenanteilen addiert werden. Der Radius der emittierenden Fläche  $r_0$  und die maximale Stromdichte  $j_0$  werden variiert, bis sich eine gute Übereinstimmung von Meßwerten und Simulation ergibt. Die Ergebnisse der Simulation sind in Abb. 3.30 enthalten. Die Übereinstimmung kann genügen. Man erkennt aber aus den Meßkurven für 220 und 300 pJ, daß im Gegensatz zur Simulation keine vollständige Sättigung eintritt. Das kann zwei Ursachen haben. Einmal ist ein Einwirken des Extraktionsfeldes auf die Effektivität der Emission möglich. Zum anderen ist die räumliche  $\cos^2$ -Verteilung der Emission nur eine Annahme. Eine stärkere Konzentration der Laserenergie auf kleine räumliche Bereiche ist möglich und hätte ein Verschieben der Sättigung zu höheren Extraktionsspannungen zur Folge.

Akzeptiert man die Genauigkeit der vorgestellten Simulation, so kann aus den Parametern der Simulation ( $t_f$ ,  $j_0$ ,  $r_0$ ) durch Integration von (3.24) leicht die emittierte Ladung zu

$$Q_{em} = t_f j_0 r_0^2 \cdot 0,467 \quad (3.25)$$

bestimmt werden. Damit ergibt sich die Möglichkeit, auch im raumladungsbegrenzten Fall die wahre Effektivität der Kathode näherungsweise zu bestimmen. Für die Meßkurve für 500  $\mu\text{J}$  ergibt sich mit den Parametern der Simulation ( $t_f = 8 \text{ ns}$ ,  $j_0 = 21 \text{ A/cm}^2$ ,  $r_0 = 1,35 \text{ mm}$ ) aus (3.25) eine emittierte Ladung  $Q_{em}$  von 1,43 nC und damit eine Effektivität von etwa 2,9 nC/mJ.

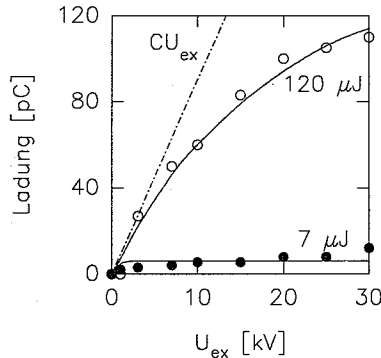


Abb. 3.31: Gemessene Ladung als Funktion der Extraktionsspannung  $U_{ex}$  von einer Kathode aus PLZT 2/94,5/5,5 (# L 23) für Laserenergien von 120  $\mu\text{J}$  und 7  $\mu\text{J}$ , Wellenlänge 266 nm, Pulslänge 50 ps, Strahldurchmesser 3mm, dazu die Simulation (—) und die Raumladungsgrenze nach Gl. 3.5 (-----,  $CU_{ex}$ )

Für kurze Pulse läßt sich die gleiche Methode ebenfalls anwenden. Die Zeitstruktur des Elektronenpulses hat hier aber eine untergeordnete Bedeutung, da jetzt die Ladungsverteilung zwischen Kathode und Anode durch die Flugzeit dominiert wird. Abb. 3.31 zeigt die gemessene Ladung von einer Kathode aus PLZT 2/94,5/5,5 (# L 23) in Abhängigkeit der Extraktionsspannung für zwei Laserenergien. Es werden 50 ps-Pulse benutzt, die Wellenlänge ist 266 nm. Zu den Meßwerten sind die Ergebnisse der Simulation angegeben sowie die Raumladungsgrenze bei räumlich gleichverteilter Emission nach (3.5).

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die Meßergebnisse mit denen der Simulation gut übereinstimmen, die Simulation die Emission also beschreibt. Dabei geben das Langmuir-Child Gesetz (3.1) bzw. die Näherung für kurze Pulse nach (3.5) die Obergrenze der Emission für den rein raumladungsbegrenzten Fall an. Damit ist es gerechtfertigt, die auf dieser Grundlage gemachte Abschätzung für die maximal mögliche Effektivität der Kathoden in Abhängigkeit von der Laserleistungsdichte (Gl. 3.11, 3.12) anzuwenden. Abbildung 3.32 faßt die Meß-

werte (nach Abb.3.16) und die Raumladungsgrenzen (nach Abb. 3.26 (b)) zusammen. Man erkennt, daß das Abknicken der Kurven der Effektivität offensichtlich durch die Raumladungsbegrenzung verursacht ist. Das gelegentliche Überschreiten der Grenze kann durch Unsicherheiten bei der Messung der Laserenergie und des Durchmessers des Laserstrahls sowie durch einsetzende Plasmabildung erklärt werden.

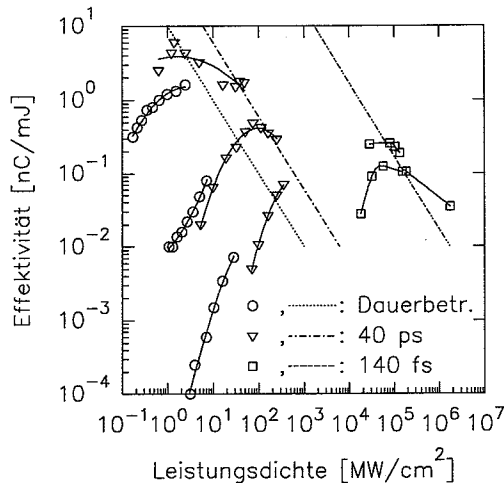


Abb. 3.32: Vergleich der gemessenen Werte der Effektivität (vergl. Abb. 3.16) mit der Raumladungsbegrenzung (vergl. Abb. 3.26 (b)) für drei Pulslängen bei einer Extraktionsspannung von 30 kV

### 3.5.2 Selbstemission

Eine anderer Ansatz ist bei der Selbstemission notwendig. Hier ist die Extraktionsspannung gleich null, nach (3.1) und (3.5) dürfte keine Ladung emittiert werden. Die Voraussetzungen, die zur Ableitung von (3.1) und (3.5) benutzt wurden, können also für die Selbstemission nicht zutreffen. Diese Voraussetzungen waren ein festes und bekanntes Potential an Kathode und Anode und eine im Vergleich zur Extraktionsspannung sehr kleine Anfangsenergie der emittierten Ladungsträger. Zur Erklärung der Selbstemission kommen daher zwei Mechanismen in Frage. Die Emission der Ladungsträger kann mit einer Anfangsenergie erfolgen, die weit oberhalb der Photonenenergie  $h\nu$  liegt, oder das an der Kathode zu null angenommene Potential kann von null verschieden sein. Als Ursache für letzteren Fall käme wie schon mehrfach erwähnt eine laserinduzierte Ladungstrennung in der ferroelektrischen Kathode in Frage.



Im folgenden wird daher versucht, mit einer analytischen Näherung für die Feldverteilung nach einer solchen angenommenen laserinduzierten Änderung der spontanen Polarisation  $P_s$  eine Abschätzung für das Potential und die elektrische Feldstärke im Raum zwischen Kathode und Anode zu finden.

In [SCHÄCHTER] wird zur analytischen Berechnung der Feldgrößen in einem System Rückelektrode-Dielektrikum-Gitterelektrode-Vakuum-Anode der Produktansatz verwendet. Diese Idee habe ich aufgegriffen, dabei jedoch die Randbedingungen entsprechend den Bedingungen bei der laserinduzierten Änderung der spontanen Polarisation  $P_s$  im Ferroelektrikum geändert.

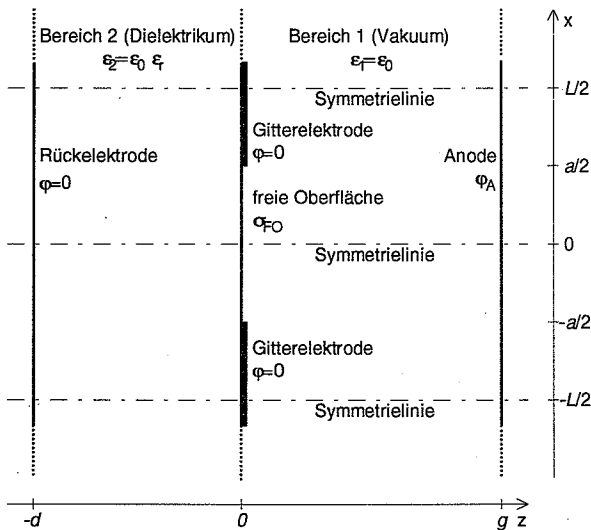


Abb. 3.33: Randbedingungen für Produktansatz

Das System wird als gleichförmig in  $y$ -Richtung und periodisch in  $x$ -Richtung mit der Periode  $L$  angenommen ( $\partial/\partial y = 0$ ,  $\varphi(x, z) = \varphi(x + L, z)$ ), wobei die Periodizität durch die Gitterstruktur der Elektrode vorgegeben ist (vergl. Abb. 2.8, S. 19, Schnitt durch Kathode). In Abb. 3.33 ist ein Schnitt durch die Kathode und den Raum zwischen Kathode und Anode dargestellt. Die Breite der Streifen der freien Oberfläche der Kathode ist  $a$ ; ein Streifen der Gitterelektrode hat dementsprechend eine Breite von  $L - a$ . Die Kathodenoberfläche liegt bei  $z = 0$ . Die Dicke der ferroelektrischen Kathode wird mit  $d$  bezeichnet und der Abstand zwischen Kathode und Anode mit  $g$ . Die Lösung erfolgt in zwei Bereichen; Bereich 1 ist der Raum außerhalb der Kathode (Vakuum), Bereich 2 der Raum innerhalb der Kathode. Die ferroelek-

trische Kathode wird dabei als lineares Dielektrikum mit einer relativen Dielektrizitätszahl  $\epsilon_r$  betrachtet. Die Rück- und die Gitterelektrode der ferroelektrischen Kathode seien kurzgeschlossen und auf das Massepotential  $\varphi = 0$  gelegt. Die Anode habe das Potential  $\varphi_A$ . Durch diese Verallgemeinerung sind die Berechnungen nicht auf die reine Selbstemission beschränkt. Die laserinduzierte Änderung vom  $P_s$  ist einer Separation von Ladungen im Ferroelektrikum gleichzusetzen. Auf der freien, vom Laser beschienenen Oberfläche sei dann eine Oberflächenladung  $\sigma_{FO}$  angesammelt, die  $\Delta P_s$  entspricht. Die gegennamige Ladung wird als über die Elektroden abgeführt angenommen. Um auf der Gitterelektrode das Potential  $\varphi = 0$  zu erzeugen, stellt sich dort eine Oberflächenladung  $\sigma_{GE}(x)$  ein.

Der Produktansatz führt unter der Annahme einer geraden Funktion in  $x$ -Richtung und der gegebenen Periodizität zu folgender allgemeinen Lösung für das Potential  $\varphi$  [SCHÄCHTER]:

$$\varphi(x, z) = \sum_{n \neq 0} A_n e^{jk_n x} e^{-|k_n|z} + Bz + A_0, \quad (3.26)$$

wobei

$$k_n = 2\pi n/L \quad (3.27)$$

ist. Für die Bereiche 1 und 2 gilt

$$\varphi_1(x, z) = \sum_{n \neq 0} A_{1,n} e^{jk_n x} e^{-|k_n|z} + B_1 z + A_{1,0} \quad (3.28)$$

$$\varphi_2(x, z) = \sum_{n \neq 0} A_{2,n} e^{jk_n x} e^{-|k_n|z} + B_2 z + A_{2,0}. \quad (3.29)$$

Auf der Grenzfläche Kathode-Vakuum ( $z = 0$ ) sei eine Oberflächenladung  $\sigma(x)$  angesammelt, als Fourierreihe ergibt sich

$$\sigma(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sigma_n e^{jk_n x}. \quad (3.30)$$

Aus den Übergangsbedingungen bei  $z = 0$  erhält man für die Koeffizienten:

$$A_{1,n} = A_{2,n} = A_n = \frac{\sigma_n}{\epsilon_0 |k_n| (1 + \epsilon_r)}, \quad n \neq 0 \quad (3.31)$$

$$A_{1,0} = A_{2,0} = A_0 \quad (3.32)$$

$$\sigma_0 = -\epsilon_0 B_1 + \epsilon_0 \epsilon_r B_2. \quad (3.33)$$

Für  $z = -d$  (Rückelektrode) und  $z = g$  (Anode) fordert man jeweils ein konstantes Potential  $\varphi(x, -d) = 0$  bzw.  $\varphi(x, g) = \varphi_A$ ; d. h. die harmonischen Anteile sollen näherungsweise abgeklungen sein. Damit ergibt sich aus (3.28) bzw. (3.29)

$$\varphi_1(x, g) = \varphi_A = \underbrace{\sum_{n \neq 0} A_n e^{jk_n x} e^{-|k_n|g}}_{=0} + B_1 g + A_0, \quad (3.34)$$

$$\varphi_2(x, -d) = 0 = \underbrace{\sum_{n \neq 0} A_n e^{jk_n x} e^{-|k_n|d}}_{=0} - B_2 d + A_0 \quad (3.35)$$

und damit

$$B_1 = \frac{\varphi_A - A_0}{g}, \quad (3.36)$$

$$B_2 = A_0/d. \quad (3.37)$$

Die Funktion  $\sigma(x)$  ist auf der freien Oberfläche zu  $\sigma_{FO}$  vorgegeben. Führt man (3.31) und (3.33) in (3.30) ein, so ergibt sich für alle  $x$  auf der freien Oberfläche

$$\sigma(x) = \sigma_{FO} = \sum_{n \neq 0} A_n |k_n| \varepsilon_0 (1 + \varepsilon_r) e^{jk_n x} - \varepsilon_0 B_1 + \varepsilon_0 \varepsilon_r B_2 \quad (3.38)$$

und mit (3.36) und (3.37)

$$\sigma_{FO} = \sum_{n \neq 0} A_n |k_n| \varepsilon_0 (1 + \varepsilon_r) e^{jk_n x} + \varepsilon_0 \left( \varepsilon_r \frac{A_0}{d} - \frac{\varphi_A - A_0}{g} \right). \quad (3.39)$$

Für alle  $x$  auf den Streifen der Gitterelektrode gilt

$$\varphi(x, 0) = 0 = \sum_{n \neq 0} A_n e^{jk_n x} + A_0. \quad (3.40)$$

Da es sich bei  $\varphi(x, z)$  und  $\sigma(x)$  um gerade Funktionen bezüglich  $x = 0$  handelt, kann man die Reihen der Exponentialfunktionen in cos-Reihen umwandeln. Die Gleichungen

$$\sigma_{FO} = 2 \sum_{n=1}^{\infty} A_n k_n \varepsilon_0 (1 + \varepsilon_r) \cos(k_n x) + \varepsilon_0 \left( \varepsilon_r \frac{A_0}{d} - \frac{\varphi_A - A_0}{g} \right) \quad (3.41)$$

und

$$0 = 2 \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos(k_n x) + A_0 \quad (3.42)$$

geben mit  $n+1$  Stützstellen, verteilt auf freier Oberfläche und Elektrode, ein lineares Gleichungssystem von  $n+1$  Gleichungen zur Bestimmung der Koeffizienten  $A_0$  bis  $A_n$ . Bei den

numerischen Berechnungen werden 71 Stützstellen benutzt und die Fourierreihen bis  $A_{70}$  ausgewertet.

$\epsilon_r$	$\sigma_{FO}$	$d$	$g$	$L$	$a$	$\Phi_A$
500	-0,1 C/m <sup>2</sup>	1 mm	10 mm	400 $\mu$ m	200 $\mu$ m	0

Tab. 3.3: Benutzte Parameter (Abb. 3.34 - 3.40)

Im folgenden werden die Ergebnisse des Produktansatzes dargestellt und die Abhängigkeit der Feldgrößen vom Verhältnis  $a$  zu  $L$ , von  $\epsilon_r$  im Ferroelektrikum, von  $\sigma_{FO}$  und von der Dicke  $d$  der Kathode untersucht. In Abb. 3.34 ist der Potentialverlauf im Raum zwischen Anode und Kathode dargestellt. Dabei werden Parameter verwendet, die denen der in den Experimenten benutzten ferroelektrischen Kathoden in etwa entsprechen (s. Tab. 3.3).

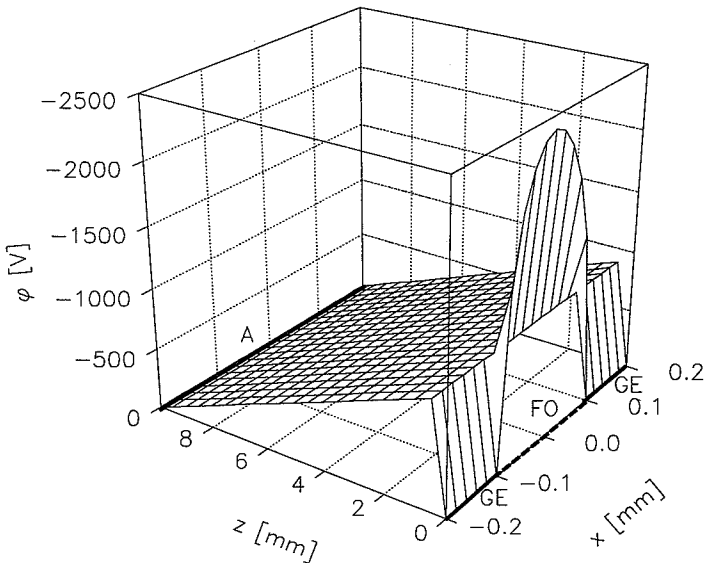


Abb. 3.34: Verlauf der Potentials  $\phi(x,z)$  im Raum zwischen Kathode und Anode für eine Periode der Gitterelektrode. Die freie Oberfläche (FO, ---), die Gitterelektrode (GE, —) und die Anode (A, —) sind gekennzeichnet. Parameter nach Tab. 3.3.

Man erkennt, daß sich die durch die periodische Gitterstruktur verursachte Änderung des Potentials nur direkt vor der Kathode auswirkt. In Abb. 3.35, die bei gleichen Parametern den Ausschnitt vor der Kathode darstellt, wird das besonders deutlich. Die  $x$ - und die  $z$ -Achse sind jetzt im gleichen Maßstab dargestellt. Die Auswirkung der Periodizität in  $x$ -Richtung auf das

Feld im Raum zwischen Kathode und Anode macht sich nur bis in eine Tiefe in der Größenordnung der Periodizität bemerkbar.

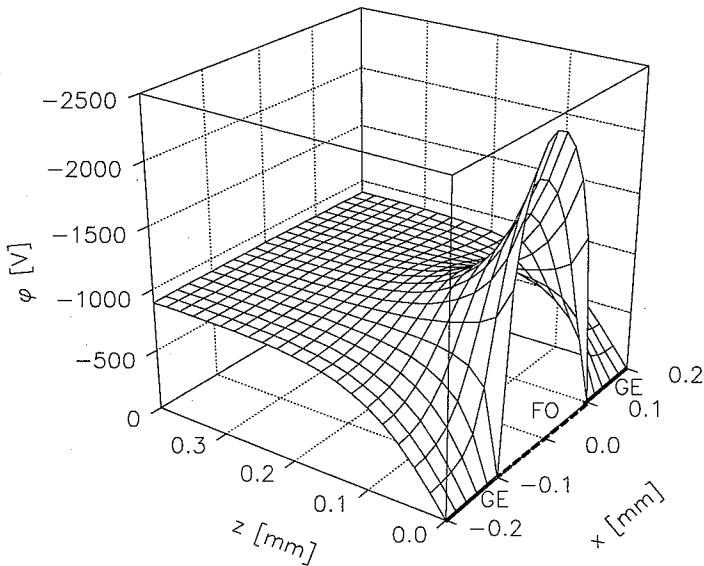


Abb. 3.35: Verlauf der Potentials  $\varphi(x, z)$  unmittelbar vor der Kathode für eine Periode der Gitterelektrode. Die freie Oberfläche (FO, ---) und die Gitterelektrode (GE, —) sind gekennzeichnet. (Ausschnitt von Abb. 3.34)

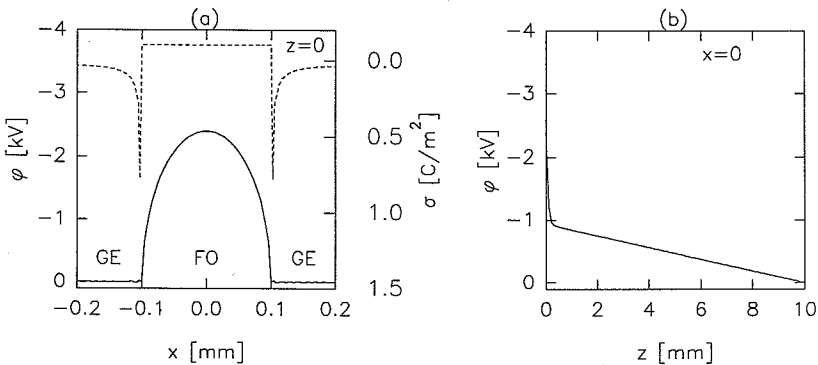


Abb. 3.36 (a): Verlauf des Potentials  $\varphi(x)$  (—) und der Flächenladungsdichte  $\sigma(x)$  (---) für  $z=0$ , freie Oberfläche (FO) und Gitterelektrode (GE) sind gekennzeichnet, (b): Potential  $\varphi(z)$  für  $x=0$ , Parameter nach Tab. 3.3.

In Abb. 3.36 ist das Potential jeweils für einen Schnitt in  $x$ - und  $z$ -Richtung dargestellt. Abbildung 3.36 (a) zeigt den Verlauf von  $\varphi(x)$  für  $z = 0$ , also direkt auf der Kathode. Im Bereich der Gitterelektroden (markiert mit GE) ist das Potential null, wie in Gl. 3.40 gefordert. Auf der freien Oberfläche (markiert mit FO) erreicht es bei  $x = 0$  sein Maximum. Hier liegt der Schnitt für Abb. 3.36 (b). Das Potential fällt direkt vor der Kathode sehr steil, um dann (ab  $z \approx 0,2$  mm) linear bis zur Anode zu verlaufen, wo es den Wert  $\varphi_A = 0$  erreicht. In Abb. 3.36 (a) ist zusätzlich noch der Verlauf der Flächenladungsdichte auf der Kathodenoberfläche angegeben. Auf der freien Oberfläche ergibt sich ein konstanter Wert nach Gl. 3.39, während sich auf der Gitterelektrode der Wert zur Befriedigung der Randbedingung für das Potential einstellt. In Abb. 3.37 ist der Verlauf von  $\varphi(z)$  (Ausschnitt von Abb. 3.36 (b)) und

$$E_z(z) = -\frac{\partial \varphi(z)}{\partial z} \quad (3.43)$$

unmittelbar vor der Kathode dargestellt. Zum Vergleich ist das Feld  $E_z^*$  angegeben, das sich bei ansonsten gleichen Parametern für eine Kathode ohne Gitterelektrode (Kondensator mit geschichtetem Dielektrikum) nach

$$E_z^* = \frac{\sigma_{FO}}{\epsilon_0 \left(1 + \frac{\epsilon_r g}{d}\right)} \quad (3.44)$$

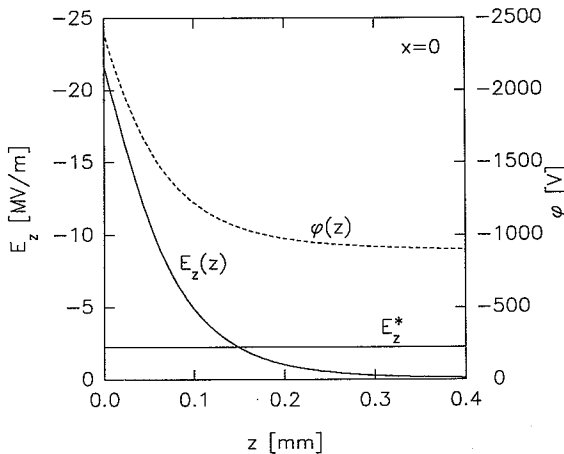


Abb. 3.37: Verlauf des Potentials  $\varphi(z)$  und der Komponente  $E_z(z)$  des elektrischen Feldes für  $x = 0$  unmittelbar vor der Kathode. Zum Vergleich ist  $E_z^*$  (kein Gitter) angegeben. Parameter nach Tab. 3.3.

ergibt. Verursacht durch das periodische Gitter wirkt vor der Kathode ein viel größeres Feld als bei einer Kathode ohne Gitterelektrode.

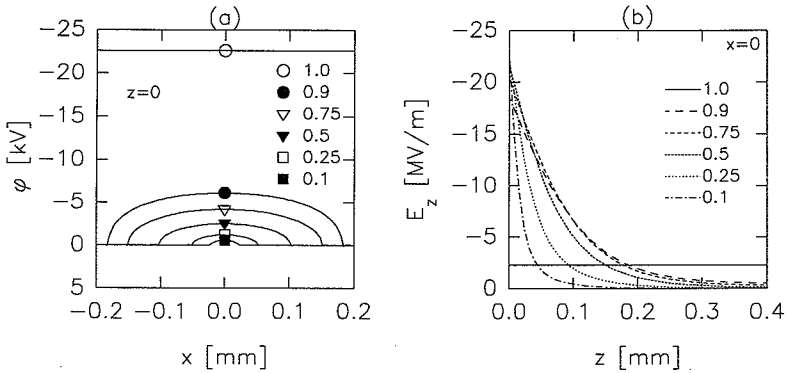


Abb. 3.38: Verlauf (a): des Potentials  $\varphi(z)$  und (b): der Komponente  $E_z(z)$  des elektrischen Feldes für  $x = 0$  unmittelbar vor der Kathode jeweils für verschiedene Werte von  $a/L$ , Parameter nach Tab. 3.3 (außer  $a$ )

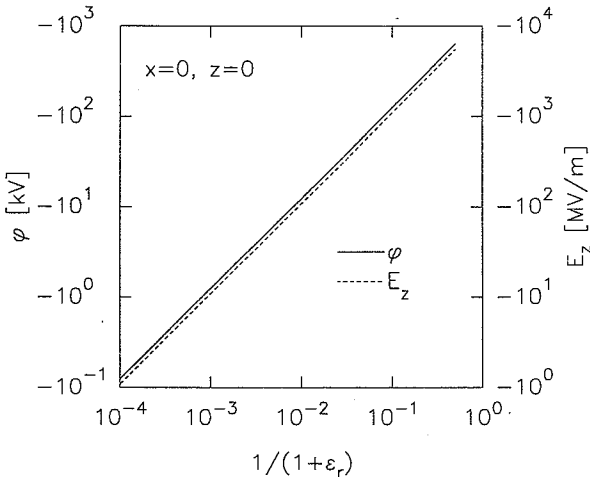


Abb. 3.39: Potential  $\varphi$  und Normalkomponente des elektrischen Feldes  $E_z$  für  $x = 0$  und  $z = 0$  in Abhängigkeit von der relativen Dielektrizitätskonstanten  $\epsilon_r$  der ferroelektrischen Kathode, Parameter nach Tab. 3.3 (außer  $\epsilon_r$ ).

Der Einfluß der Breite  $a$  der Streifen der freien Oberfläche ist in Abb. 3.38 untersucht. Analog zu Abb. 3.36 (a) und (b) sind hier der Verlauf von  $\varphi(x)$  für  $z = 0$  und  $E_z(z)$  für  $x = 0$  dargestellt, jeweils für die angegebenen Verhältnisse von  $a/L$ . Man erkennt einen starken Ein-

fluß auf das maximale Potential  $\varphi$  auf der Kathode, jedoch kaum einen Einfluß auf das maximale Feld  $E_z$ , außer für den bereits angegebenen Fall ganz ohne Gitterelektrode ( $a/L = 1$ ).

Die durch die Änderung  $\Delta P_s$  verursachte Oberflächenladung  $\sigma_{FO}$  geht linear in Potentiale und Felder ein, wie es sich aus Gl. 3.39 ergibt.

Der Einfluß der relativen Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_r$  des Ferroelektrikums ist in Abb. 3.39 dargestellt. Das Potential und das elektrische Feld skalieren sich mit  $1/(1+\epsilon_r)$ .

Die Felder sind ebenfalls von der Dicke des Ferroelektrikums beeinflusst (s. Abb. 3.40). Die Auswertung der numerischen Ergebnisse für verschiedene Werte von  $d$  ergibt einen Verlauf nach

$$\varphi(d) = \frac{\varphi_s}{1 + D/d} \quad (3.45)$$

bzw.

$$E_z(d) = \frac{E_{zs}}{1 + D/d}. \quad (3.46)$$

Dabei sind  $\varphi_s$  und  $E_{zs}$  die Sättigungswerte für  $d \rightarrow \infty$  und  $D$  ist die Dicke, bei der die Felder die Hälfte der Sättigungswerte betragen. Wählt man die Parameter nach Tab. 3.3 (außer  $d$ ), dann ergibt sich für  $D$  ein Wert von 0,046 mm. Im bei unseren Experimenten benutzten Dickenbereich (0,1 bis 2 mm) besteht daher nur ein geringer Einfluß von  $d$  auf  $\varphi$  und  $E_z$ .

### 3.5.3 Überprüfung des Modells für die Selbstemission

Jetzt soll der Versuch unternommen werden, mit Hilfe der hier aufgestellten Beziehungen und den in Kapitel 3.5.1 vorgestellten Berechnungs- und Simulationsverfahren eine Übereinstimmung mit den experimentellen Daten für die Selbstemission zu finden und so Schätzungen für die relevanten Parameter zu erhalten.

Da bei der Bestimmung der Stromdichten immer von einer homogenen Kathode ausgegangen wird, in der Realität aber die beschriebene Gitterstruktur vorliegt, sind die Werte für die Stromdichten immer Höchstschätzungen. Die Ergebnisse sind daher vor allem als Hinweis für die Plausibilität des entsprechenden Modells zu verstehen.

Der erste Ansatz soll davon ausgehen, daß sich Kathode und Anode auf gleichem Potential befinden (z. B. Massepotential). Dann gilt das Langmuir-Child Gesetz in der Form (3.4) und stellt einen Zusammenhang zwischen der Anfangsenergie der emittierten Elektronen und der maximal möglichen Stromdichte her. Setzt man die Anfangsgeschwindigkeit der Ladungsträger entsprechend der Photonenenergie als oberste mögliche Grenze an (4,66 eV bei 266 nm



Wellenlänge), so ergibt sich nach (3.4) eine maximale Stromdichte von  $80 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ . Um andererseits die gemessenen  $1,25 \text{ A}/\text{cm}^2$  (s. S. 41) zu erreichen, muß die Anfangsenergie der Elektronen etwa 3 keV betragen. Das stimmt zwar mit der gemessenen maximalen kinetischen Energie der emittierten Elektronen, die bei etwa 2 keV liegt (vergl. Abb. 3.24, S. 47), annähernd überein; da nicht angenommen werden kann, daß die Elektronen im Festkörper auf derartige Geschwindigkeiten beschleunigt werden, scheidet diese Möglichkeit aus.

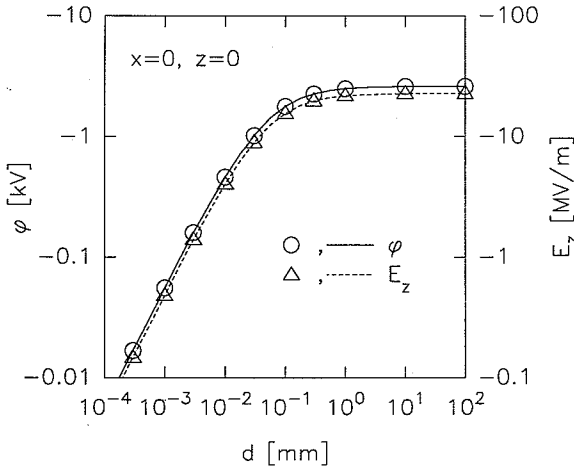


Abb. 3.40: Potential  $\phi$  und Normalkomponente des elektrischen Feldes  $E_z$  für  $x = 0$  und  $z = 0$  in Abhängigkeit von der Dicke der ferroelektrischen Kathode  $d$ , Kreise und Dreiecke: Berechnungen, Linien: Fit nach Gl. 3.45 bzw. Gl. 3.46 mit  $D = 46 \mu\text{m}$ , Parameter nach Tab. 3.3 (außer  $d$ ).

Nimmt man als zweiten Ansatz an, daß sich das Potential an der gesamten Kathodenoberfläche durch eine mit einer Änderung der spontanen Polarisation erfolgenden Ladungstrennung verändert, so kann man mit Gl. 3.1 aus der gemessenen Stromdichte das notwendige Potential an der Kathodenoberfläche zu 7,5 kV bestimmen. Dieser Wert steht aber in Widerspruch zur gemessenen maximalen kinetischen Energie der emittierten Elektronen. Einen Ausweg aus diesen Schwierigkeiten bietet die Verwendung der Potentialverteilung im Raum zwischen Anode und Kathode, wie sie beim Produktansatz für die Gitterstruktur ermittelt wird. Bei der Ableitung des Langmuir-Child Gesetzes [BARKHAUSEN] wird deutlich, daß die Raumladungsbegrenzung der Emission im wesentlichen durch die Feldstärke direkt an der Kathodenoberfläche bestimmt wird, da hier die Geschwindigkeit der Ladungsträger am geringsten und daher die Raumladungsdichte am größten ist. Gerade direkt vor der Kathode ist aber die Feldstärke nach dem jetzt betrachteten Modell (verursacht durch die Gitterstruktur)

stark überhöht (s. Abb. 3.36 (b)), während das maximale Potential an der Kathode und damit die maximale kinetische Energie der Ladungsträger deutlich geringer als im Fall ohne Gitterelektroden ist (s. Abb. 3.38 (a)). Zur Abschätzung wird die Potentialverteilung in  $z$ -Richtung für  $x = 0$  (Abb. 3.36 (b)) für alle  $x$  angenommen und das in Kap. 3.5.1 beschriebene Simulationsverfahren nach [GILTON, MILLER] benutzt. Die statische elektrische Feldstärke  $E_{\text{stat}}$  (vergl. Gl. 3.17) ist daher nun von  $z$  abhängig. In die Simulation gehen die Größen ein, die nach dem Produktansatz Potential und elektrisches Feld im Raum zwischen Kathode und Anode beeinflussen (s. Tab. 3.3), das sind bei fester Geometrie  $\epsilon_r$ ,  $\sigma_{\text{FO}}$  und die Emissionsstromdichte  $j_{\text{em}}$  (nach Gl. 3.13). Bei der Auswertung der Ergebnisse des Produktansatzes (vergl. Gl. 3.39 und Abb. 3.39) erkennt man, daß man  $\epsilon_r$  und  $\sigma_{\text{FO}}$  zu einem Parameter

$$\xi = \frac{\sigma_{\text{FO}}}{1 + \epsilon_r} \quad (3.47)$$

zusammenfassen kann, der linear in Potentiale und Felder eingeht. Die Generierung der Flächenladungsdichte auf der freien Oberfläche und die Emissionsstromdichte werden bei der Simulation als zeitlich veränderlich betrachtet. Beide werden als dem Laserpuls folgend angenommen, der durch eine  $\cos^2$ -Funktion mit einer Fußpunktsbreite  $t_f$  von 8 ns, beginnend bei  $t = 0$ , approximiert wird. Damit ist

$$j_{\text{em}}(t) = \begin{cases} j_0 \sin^2(\pi t/t_f), & 0 \leq t \leq t_f \\ 0, & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.48)$$

und

$$\sigma_{\text{FO}}(t) = \begin{cases} 0, & t < 0 \\ \int_0^t [2 \hat{\sigma}_{\text{FO}}/t_f \sin^2(\pi \tau/t_f) - j_{\text{em}}(\tau)] d\tau, & 0 \leq t \leq t_f \\ \hat{\sigma}_{\text{FO}} - \frac{1}{2} j_0 t_f, & t > t_f \end{cases} \quad (3.49)$$

wobei  $j_0$  dem Scheitelwert der Emissionsstromdichte und  $\hat{\sigma}_{\text{FO}}$  der gesamten laserinduzierten Ladungstrennung pro Flächeneinheit entspricht. Abbildung 3.41 zeigt den Verlauf dieser beiden Größen. Die Ladung der im Verlauf der Simulationsrechnung zur Kathode zurückgelenkten Ladungsscheiben wird nicht zu  $\sigma_{\text{FO}}(t)$  addiert; diese Ladung wird als über die Gitterelektrode abgeleitet angenommen.

Jetzt werden mehrere Simulationsläufe mit variierten Werten für  $J_{\text{em}}$  und  $\hat{\sigma}_{\text{FO}}$  durchgeführt, bis eine Übereinstimmung mit den experimentellen Daten eintritt. Zum Vergleich geeignet ist die Abhängigkeit der Emission von einer zwischen Kathode und Anode angelegten Gegenspannung. Da die Signalform sehr stark von der Sekundärelektronenemission bestimmt

wird [GEISSLER94A], wird nur die maximale Stromdichte bei Messung und Simulation verglichen. Für  $\hat{\sigma}_{FO} = -7,5 \mu\text{C}/\text{cm}^2$  und  $J_{em} = -2,5 \text{ A}/\text{cm}^2$  bei  $\epsilon_r = 500$  ergibt sich die in Abb. 3.42 dargestellte Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation.\*

Aus den dargestellten Berechnungen und Simulationen kann man den Schluß ziehen, daß das im Abschnitt Produktansatz vorgestellte Modell plausibel scheint. Dabei überrascht der hohe Wert der Flächenladung, die notwendig ist, die gemessenen Selbstemissionswerte zu erreichen. Denn da die gegennamige Ladung als abgeführt betrachtet wird, ist in Bezug auf die örtliche Ladungstrennung in der ferroelektrischen Kathode bereits die günstigste Bedingung angenommen.

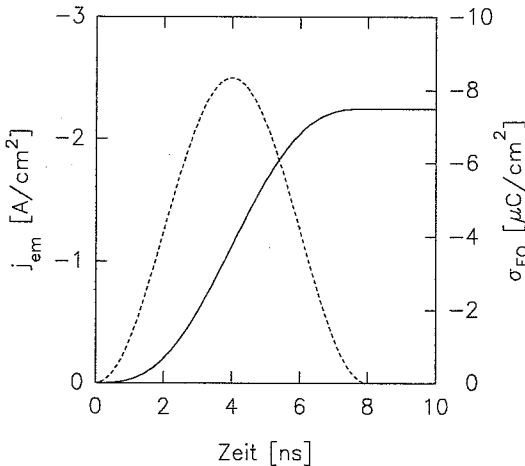


Abb. 3.41: Verlauf der Emissionsstromdichte  $j_{em}$  (---) und der Flächenladungsdichte  $\sigma_{FO}$  (—) als Funktion der Zeit für einen Simulationslauf mit  $J_{em} = -2,5 \text{ A}/\text{cm}^2$  und  $\hat{\sigma}_{FO} = -7,5 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ , andere Parameter nach Tab. 3.3.

Verbleibt dagegen die gegenpolige Ladung in einer gewissen Entfernung in der ferroelektrischen Kathode gespeichert, so würden sich nach dem Produktansatz die erreichten Feldstärken und Potentiale im Lösungsbereich 1 (Vakuum) analog zu Abb. 3.40 vermindern. Allerdings bleibt die relative Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_r$  im Ferroelektrikum als unbestimmter Parameter. Nach (3.47) geht nur das Verhältnis von Dielektrizitätskonstante und laserinduzierter Ladungstrennung in die Rechnung ein. Da aber die Dielektrizitätskonstante insbesondere in Oberflächenschichten schwankt [MIGA], bleibt hier die wesentliche Unsicherheit des Modells.

\* Während bei der Darstellung der experimentellen Ergebnisse der die Kathode verlassende Elektronenstrom mit positivem Vorzeichen versehen wurde, wird hier die physikalisch korrekte Form benutzt.

Eine Verminderung von  $\epsilon_r$  würde auch eine Verminderung der notwendigen Ladungstrennung bedeuten.

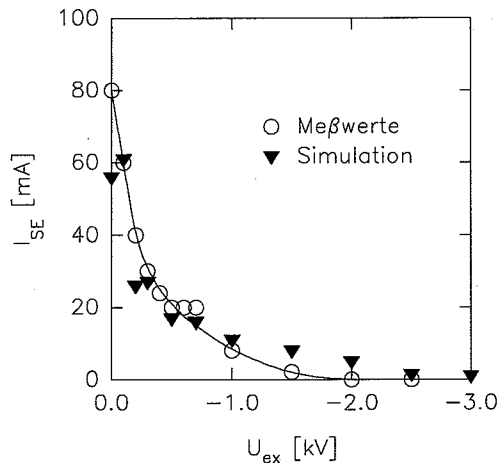


Abb. 3.42: Vergleich von Messung und Simulation für die Abhängigkeit des Maximums des Selbstemissionsstroms von der Gegenspannung, Parameter für Messung nach Tab. 3.2 und Abb. 3.24, Parameter der Simulation:  $\hat{\sigma}_{FO} = -7,5 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ ,  $J_{em} = -2,5 \text{ A}/\text{cm}^2$ ,  $\epsilon_r = 500$ .

### 3.5.4 Photovoltaische Effekte

Im folgenden Abschnitt sind einige Möglichkeiten der Wechselwirkung von Licht mit ferroelektrischen Kristallen aufgeführt. Wenn möglich, sind Abschätzungen über die quantitativen Auswirkungen getroffen und die Effekte als wahrscheinlich zweitrangig oder potentiell bedeutsam eingeschätzt.

Wird ein ferroelektrisches Material beleuchtet, so kann das zu einer Ladungstrennung führen. Die erzeugten Ladungen können über Elektroden hochohmig (Photospannungen) oder niederohmig (Photoströme) abgeführt und gemessen werden. Auf der freien, nicht vom Elektrodenmaterial bedeckten Oberfläche kommt es hingegen zu einer Ladungsansammlung und damit zum Entstehen elektrischer Felder. Dabei ist die Höhe der Felder durch die Geometrie, die Ergiebigkeit der Quelle und die Geschwindigkeit des Ladungsausgleichs (Leitfähigkeit, Dielektrizitätskonstante) bestimmt. Diese so entstehenden Felder müssen schließlich auch, analog zur feldinduzierten ferroelektrischen Emission (s. Kap. 2.5.2), für die Selbstemission verantwortlich gemacht werden. Noch unklar ist, ob die primär erzeugte Ladungstrennung

Felder generiert, die in Betrag und Richtung ausreichend sind, die beobachtete Selbstemission zu bewirken, oder ob das in [HAERTLING] beschriebene „*photoassisted domain switching*“ die entscheidende Rolle spielt. Dabei handelt es sich um einen Vorgang, der in ferroelektrischen Keramiken beobachtet werden kann, wenn in diesen durch hinreichend kurzwelliges Licht Ladungsträger ins Leitungsband angeregt werden. Diese Ladungsträger diffundieren oder driften unter dem Einfluß von Photospannungen in die Tiefe des Festkörpers (über das Absorptionsgebiet des Lichts hinaus) und können so ein Schalten von Domänen erzeugen.

Einen Hinweis auf ein solches Verhalten liefert der Widerspruch zwischen den gemessenen Energien der emittierten Elektronen und der Absorptionskonstanten in der ferroelektrischen Keramik. Um die gemessenen hohen Energien zu erreichen, müssen die Elektronen entsprechend hohe Potentialunterschiede durchlaufen haben. Diese können sich aber nur aufbauen, wenn eine Ladungstrennung in einer Tiefe in der Größenordnung der Kathodendicke erfolgt (vergl. Abb. 3.40, S.68). Die Absorption des Lichts, zumindest bei den kurzwelligen Laserpulsen (266 und 355 nm) erfolgt aber dicht an der Oberfläche der Kathode. Das *photoassisted domain switching* stellt nun eine mögliche Erklärung der Tiefe der Ladungstrennung dar.

In der Literatur über Ferroelektrika sind verschiedene mögliche photovoltaische Effekte angegeben. Zunächst kommen die auch von anderen Halbleitermaterialien bekannten Vorstellungen in Frage. Zu nennen sind [WEIßMANTEL, GLASS, BUTLER]

- Photospannungen an pn-Übergängen
- Photospannungen an Kontakten
- Dembereffekt.

Dabei sind Photospannungen bis in die Größenordnung der Energielücke  $E_g$  des Materials (etwa 3,35 eV bei PLZT [HAERTLING]) möglich. Die genannten Effekte können auf Grund dieser Begrenzung nicht zu den hohen Potentialen im Kilovoltbereich führen, die zur Erklärung der Selbstemissionsvorgänge notwendig sind.

In Ferroelektrika treten darüber hinaus weitere photovoltaische Erscheinungen auf. In Einkristallen und Keramiken ist der sogenannte anomale photovoltaische Effekt bekannt. Während es sich in Einkristallen um einen Volumeneffekt handelt, geht man in keramischen Materialien von einer Summierung der Effekte an den Korngrenzen aus [BRODY]. Von einem anomalen Photoeffekt spricht man deshalb, weil die Photospannung nicht von den oben genannten, bekannten Effekten herrührt, sondern durch die asymmetrischen Potentialverteilung an Fehlstellen hervorgerufen wird [FRIDKIN]. Die Photospannung ergibt sich als Integral über das gesamte beleuchtete Volumen des Ferroelektrikums und ist nicht durch die Größe der Energielücke begrenzt. In  $\text{LiNbO}_3$  Kristallen konnten Photospannungen von über 1000 V

(entsprechend einem Feld von  $0,5 \cdot 10^5$  V/cm) gezeigt werden [GLASS, OHMORI]. Für  $\text{PbTiO}_3$ -Keramik sind in der Literatur Spannungen von 65 V (650 V/cm) angegeben [UCHINO]. Damit ist der anomale Photoeffekt eine mögliche Ursache der Selbstemission.

Da eingestrahktes Licht, insbesondere natürlich intensive Laserstrahlung, zu einer Temperaturänderung des Festkörpers führt, treten in der ferroelektrischen Probe pyroelektrische Effekte auf [THAKOOR92A, THAKOOR92B], die ebenfalls zu einer Ladungsansammlung an der Oberfläche führen. In Kap. 2.3 wurde die maximale Erwärmung der Oberfläche der Kathoden durch die Laserstrahlung zu einigen Kelvin abgeschätzt. Die Eindringtiefe der Laserstrahlung und damit der Bereich der Erwärmung des Materials ist durch die Absorptionskonstante  $\alpha$  bestimmt. Die Ladungstrennung ergibt sich durch den im Vergleich zur Erwärmung sehr langsamen Ausgleich der Abschirmladungen. Die pyroelektrische Konstante  $\gamma$  ist stark von der Temperatur abhängig. Nimmt man für  $\gamma$  einen Wert von  $0,02 \mu\text{C}/(\text{Kcm}^2)$  an [WEISMANTEL], so wird bei einer Erwärmung um 10 K eine Ladungstrennung von  $0,2 \mu\text{C}/\text{cm}^2$  generiert. Dadurch wird bei einer relativen Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_r$  von 500 ein Feld von etwa 4 kV/cm erzeugt, und zwar in einer Tiefe von etwa  $1/\alpha$ , so daß sich bei einer Absorptionskonstanten  $\alpha = 10^4 \text{ m}^{-1}$  (vergl. Tab. 2.1, S. 11) ein Potentialunterschied von 40 V ergibt.

In [AKHAYAN] ist die Photoemission für  $\text{LiNbO}_3$  unter dem Einfluß einer zusätzlichen Infrarotquelle untersucht. Durch Einschalten der Infrarotquelle, also durch Heizung, wurde die Quantenausbeute um 10 % erhöht bzw. erniedrigt, abhängig von der Ausrichtung der spontanen Polarisation. Dieser Effekt wird pyroelektrisch erzeugten Feldern im Zusammenspiel mit der aktivierten Oberfläche (Alkalibeschichtung) zugeschrieben. Eine Beeinflussung der Emission durch pyroelektrische Effekte ist also durchaus möglich, als alleinige Quelle der Selbstemission kommt sie aber wegen der zu niedrigen erzeugten Potentiale nicht in Frage.

Laserstrahlung kann auch die Ablation vom Material bewirken und dadurch eine Schockwelle auslösen und piezoelektrische Effekte hervorrufen. In [DEREGGI] wurden bei mit unseren Experimenten vergleichbaren Laserbedingungen ( $50 \text{ mJ}/\text{cm}^2$  Energiedichte, 15 ns Pulslänge) und mit für Ablationsexperimente optimierten PZT-Proben (Kohlenstoffbeschichtung) piezoelektrisch erzeugte Strompulse von  $2 \text{ mA}/\text{cm}^2$  gemessen. Das entspricht einer Ladungstrennung von etwa  $0,2 \text{ nC}/\text{cm}^2$ . Da die in unseren Experimenten benutzten Proben eine zur Erzeugung einer Schockwelle wesentlich schlechter geeignete Oberfläche haben und die Messungen unterhalb der Zerstörschwelle durchgeführt wurde, also die Ablation vermieden wurde, ist diese Abschätzung für die Ladungstrennung bei unseren Experimenten sicherlich noch wesentlich zu hoch. Da nach den vorgestellten Simulationsrech-

nungen eine Ladungstrennung von mehreren Mikroculomb erforderlich ist, kann der piezoelektrische Effekt vernachlässigt werden.

In [FRIDKIN, GODEFROY] werden weitere photoferroelektrische Effekte beschrieben. Dabei handelt es sich um den Einfluß der Konzentration der freien Elektronen und der in Störstellen gebundenen Elektronen auf die ferroelektrischen Eigenschaften von Festkörpern. Im Zusammenhang mit der ferroelektrischen Emission besonders interessant sind Einflüsse auf

- die Lage des Curiepunktes
- die spontane Polarisierung
- die Dielektrizitätskonstante.

Durch die Laserbestrahlung und die damit verbundene Ladungsträgergeneration im Festkörper kommt es zu einer schlagartigen Veränderung der Elektronenkonzentrationen. Durch den Einfluß auf die oben genannten Parameter ergibt sich folglich eine Störung des Gleichgewichts zwischen spontaner Polarisierung und Abschirmladungen. Welche der genannten Effekte den entscheidenden Anteil an den besonderen Eigenschaften der laserinduzierten ferroelektrischen Elektronenemission haben, kann noch nicht geklärt werden. Hier sind zweifellos weitere Untersuchungen notwendig.

## 4. Schlußfolgerungen

Die Schlußfolgerungen aus den Messungen und Berechnungen möchte ich in drei Abschnitte unterteilen. Zunächst wird der Betriebsfall „normale Photoemission“ und dabei auch die mögliche praktische Anwendung von ferroelektrischen Photokathoden besprochen. Dann gehe ich auf die Selbstemission und die ihr zugrunde liegenden physikalische Vorgänge ein. Schließlich möchte ich noch einen Ausblick auf solche Experimente geben, die sich zur Fortführung der Untersuchungen anbieten.

### 4.1 Normale Photoemission

Die in Kap. 3 dargestellten Messungen haben eine starke Abhängigkeit der Effektivität der Emission von der Wellenlänge und der Leistungsdichte des auslösenden Laserpulses ergeben. Die Abhängigkeit von der Leistungsdichte ist in der beobachteten Form nicht mit der Theorie des klassischen Photoeffekts erklärbar. Wie in Kap. 2.2 und 2.3 dargestellt, ist auch dort eine Abhängigkeit von der Leistungsdichte des Laserpulses möglich. Die dafür verantwortlichen Vorgänge, (Mehrphotoneneffekte und thermostimierte Photoemission) treten aber erst ab einer gewissen Schwelle der Leistungsdichte in den Vordergrund. In [GIRARDEAU92] wird von einer Inversion der Effektivität von Ein- und Zweiphotonenphotoeffekt bei Metallen (Au, W) ab einer Laserleistungsdichte von etwa  $1 \text{ GW/cm}^2$  berichtet. Thermostimierte Photoemission von Metallkathoden wird in [GIRARDEAU94] ab ca.  $10 \text{ GW/cm}^2$  beobachtet. Im Gegensatz dazu kommt es bei der laserinduzierten Elektronenemission von Ferroelektrika im gesamten untersuchten Leistungsdichtebereich zu einem Anstieg der Effektivität in Abhängigkeit von der Leistungsdichte. Dieser Anstieg ist unter den in unseren Experimenten benutzten Bedingungen allerdings oft von externen Raumladungseffekten überlagert. Ein weitere Hinweis für ein von den bekannten Eigenschaften der Photoemission abweichendes Verhalten ist die Wellenlängenabhängigkeit der Emission. Nach einer Abschätzung in Kap. 2.2 sollte die langwellige Grenze der Photoemission von PLZT-Keramiken beim Übergang vom sichtbaren zu ultraviolett Licht liegen. Wir konnten aber auch Emission mit Laserpulsen im sichtbaren und infraroten Bereich des Spektrums auslösen.

Um Aufschluß über einen vermuteten Zusammenhang zwischen der Effektivität der Emission und dem ferroelektrischen Zustand zu erhalten, haben wir Experimente mit einer geheizten Kathode durchgeführt. Beim Heizen ändert sich bekanntlich die Phasenzusammensetzung der ferroelektrischen Kathode (s. Abb. 2.7, S. 18), oberhalb der Curietemperatur geht



die Kathode in den paraelektrischen Zustand über. Unsere Experimente lieferten jedoch keine reproduzierbaren Ergebnisse. Offensichtlich war der Einfluß der sich ändernden Oberflächeneigenschaften (Adsorption) auf die Emission so groß, daß er den Einfluß der Phasenänderung überdeckte.

Trotz dieses Mißerfolgs kann man auf Grund der Meßergebnisse zur normalen Photoemission in Verbindung mit dem gefundenen Effekt der Selbstemission zu dem oben genannten Schluß kommen, daß auch die laserinduzierten Elektronenemission von Ferroelektrika in der Betriebsart „normale Photoemission“ nicht völlig durch die Theorie der klassischen Photoemission beschrieben werden kann. Auch die bekannten Nichtlinearitäten des Photoeffekts für sehr hohe Leistungsdichten des Laserlichts ( $> 1 \text{ GW/cm}^2$ ) reichen zur Erklärung nicht aus.

Welche Effekte aber in der Wechselwirkung zwischen Ferroelektrikum und Laserpuls die gemessenen Abhängigkeiten bewirken, kann auf Grund der vorliegenden Experimente noch nicht entschieden werden. Dabei wären solche Kenntnisse für die gezielte Verbesserung der ferroelektrischen Photokathoden für spezielle Anwendungen sehr bedeutsam. Exemplarisch sei der Versuch der Dotierung der Kathoden genannt. Der Verwendung ferroelektrischer Photokathoden im sichtbaren Teil des Spektrums steht die Absorptionscharakteristik von (optisch hochwertigem) PLZT im Wege. Es ist für Licht zwischen etwa 350 nm und 10  $\mu\text{m}$  Wellenlänge transparent [HAERTLING]. Eine gewisse Absorption wird aber durch Fehlstellen (Farbzentren) und die Struktur der Keramik (Korngrenzen, Einschlüsse) ermöglicht. Zur Erhöhung dieser Absorption und speziell zur Verschiebung der kurzwelligen Absorptionskante wurden Chrom-dotierte PZT 95/5-Proben mit einem  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ -Gehalt von 0,5...2,0 % angefertigt. Aus diesem Material hergestellte Kathoden wurden dann als Photokathoden mit verschiedenen Laserwellenlängen benutzt und die gewonnenen Daten mit den Ergebnissen von nichtdotierten Kathoden verglichen. Es konnten jedoch keine eindeutigen Aussagen getroffen werden, ob eine Erhöhung des Chrom-Anteils zu einer Verbesserung der Effektivität bei längeren Wellenlängen führt. Dazu waren die Streuungen der Meßwerte zu groß und die Vergleichbarkeit der Kathoden auf Grund der Herstellungstechnologie zu gering. So bleibt offen, ob eine stärkere (oberflächennahe) Absorption des einfallenden Lichts Vorteile für Anwendungen bringt.

Trotzdem können einige Aussagen bezüglich der Anwendungen ferroelektrischer Photokathoden für gemacht werden. Die Auswahl einer Photokathode für eine bestimmte Anwendung ist keine Aufgabe, die man mit Hilfe der Effektivität als einzigem Parameter lösen kann. Hier spielen viele Größen eine Rolle, man muß das Zusammenspiel von Photokathode, Laser und Elektronenkanone berücksichtigen [TRAVIER94A]. Ausgehend von der Photokathode ist die maximal erreichbare Ladung pro Flächeneinheit das Produkt aus Effektivität und Energie-

dichte der Laserstrahlung an der Zerstörschwelle. In Tab. 4.1 sind die gemessenen Zerstörschwellen ferroelektrischer Photokathoden aufgeführt. Als Zerstörschwelle wurde der Durchbruch der Vakuumdiode durch Plasmabildung an der Kathode definiert. Wurde die Zerstörschwelle während der Messung nicht erreicht, so ist ein „>“ und die höchste gemessene Belastung angegeben. Wie man sieht, ist die Zerstörschwelle sowohl von der Wellenlänge, als auch von der Pulslänge abhängig. Die extrem hohe Belastbarkeit für Femtosekundenpulse geht auf die Entkoppelung von Elektronen- und Gittertemperatur in diesen Zeitmaßstab zurück (vergl. Kap. 2.3). Auch die Effektivität der ferroelektrischen Photokathoden ist, wie durch die Messungen in Kap. 3.4.1 gezeigt wurde, nicht konstant, sondern von Wellenlänge und Leistungsdichte der Laserstrahlung abhängig.

Wellenlänge [nm]	266		355		532		1064		390	780
Pulslänge [ps]	40	5000	40	5000	40	5000	40	5000	0,14	0,14
Zerstörschw. [mJ/cm <sup>2</sup> ]	>2,5	10	>10	50	>12	100	35	150	>20	>250
Zerstörschw. [MW/cm <sup>2</sup> ]	>70	2	>250	10	>200	20	900	30	>0,1 <sup>†</sup>	>1,7 <sup>†</sup>

Tab. 4.1: Zerstörschwellen für Energie- und Leistungsdichte in Abhängigkeit von Laserwellenlänge und Laserpulslänge, <sup>†</sup>: Werte in TW/cm<sup>2</sup>

Im Kap. 3 konnte gezeigt werden, daß die gemessene Begrenzung der Effektivität in Abhängigkeit von der Leistungsdichte der Laserstrahlung hauptsächlich auf Raumladungseffekte zurückzuführen ist. Man kann nun eine hypothetische Aussage über die mögliche Effektivität machen, indem man die annähernden Geraden, die die Abhängigkeit zwischen Effektivität und Leistungsdichte im doppelt logarithmischen Maßstab bilden, über das der Raumladung geschuldete Abknicken hinaus verlängert. In Abb. 4.1 sind diese Geraden eingezeichnet. Der formale Zusammenhang lautet

$$\log\left(\frac{Q/E_t}{nC/mJ}\right) = \alpha(\lambda) \log\left(\frac{I_t}{MW/cm^2}\right) + \beta(\lambda). \quad (4.1)$$

In Tab. 4.2 sind die benutzten Werte für die Parameter  $\alpha$  und  $\beta$  angegeben. Zu beachten ist dabei, daß eine Ausnutzung der mit steigender Leistungsdichte steigenden Effektivität nur bis zur jeweiligen Zerstörungsschwelle und Raumladungsgrenze möglich ist.

Aus der Abb. 4.1 kann man entnehmen, daß ferroelektrische Photokathoden vorteilhaft mit Lasern eingesetzt werden sollten, die sehr kurze Pulse und dementsprechend hohe Leistungsdichten der Laserstrahlung liefern. Um zu zeigen, daß der von mir vermutete weitere Anstieg der Effektivität mit steigender Leistungsdichte tatsächlich existiert, sind aber noch Messungen mit einer höheren Extraktionsfeldstärke notwendig.

Wellenlänge [nm]:	266	355	532	780
$\alpha$ :	1	1,5	2	2
$\beta$ :	0,5	-2,75	-6	-10

Tab. 4.2: Parameter für die in Abb. 4.1 eingezeichneten Abhängigkeiten zwischen Leistungsdichte und Effektivität

Die Robustheit von ferroelektrischen Photokathoden wurde nicht allein durch die in Kap. 3.3 beschriebenen Lebensdauertests gezeigt. Auch die Verwendung *ein und derselben* Kathode bei unseren Tests am CERN, am LAL und in Mailand zeigt die Unempfindlichkeit der ferroelektrischen Photokathoden.

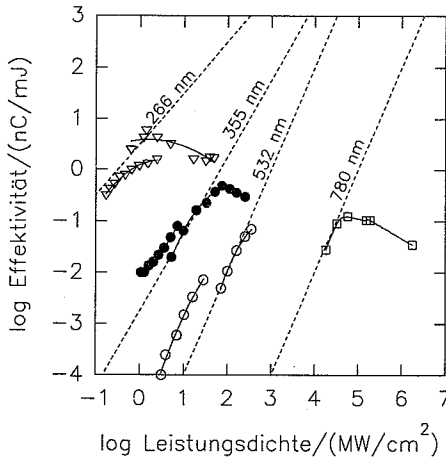


Abb. 4.1: Geschätzte Näherung für die Abhängigkeit der Effektivität

Ein anderer Aspekt in bezug auf mögliche Anwendungen ist die Geschwindigkeit, mit der die Antwort der Photokathode auf den Laserpuls erfolgt. Diese Geschwindigkeit konnte durch unsere Messungen auf mindestens 1,5 GHz abgeschätzt werden, liegt aber wahrscheinlich noch wesentlich darüber.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß ferroelektrische Photokathoden in Anwendungen, bei denen „auf die Photokathode keine Rücksicht genommen werden kann“, eine interessante Alternative zu metallischen Kathoden sein können, insbesondere dann, wenn Laserwellenlängen im sichtbaren oder infraroten Bereich angestrebt werden sollen. Endgültige Entscheidungen bedürfen aber noch weiterer Untersuchungen

ferroelektrischer Kathoden von der Leistungsdichte, Parameter nach Tab. 4.2

## 4.2 Selbstemission

Die Selbstemission ist das physikalisch interessanteste Ergebnis unserer Untersuchungen; sie beruht völlig auf ferroelektrischen Effekten.

Aus der Literatur bekannt ist die Beeinflussung der Effektivität der Photoemission durch den ferroelektrischen Zustand [ROZENMAN89, AKHAYAN]; Veränderungen in der Konzentration der Ladungsträger und Bandverbiegungen werden dafür verantwortlich gemacht. Das eigentlich neue an der Selbstemission ist aber die hohe kinetische Energie der emittierten Elektronen in Verbindung mit einer Emission ohne äußeres Extraktionspotential. Eine Veränderung des Energiespektrum von kurzen, intensiven Elektronenpulsen ist in [GIRARDEAU91] beschrieben. Die zuerst emittierten Elektronen „surfen“ gewissermaßen auf der Raumladungswelle der später emittierten und werden dadurch beschleunigt. Es sind experimentelle Daten für diesen Energieübertrag für kurze und lange Pulse (im Sinne der Definition in Kap. 3.5.1) angegeben. Bei langen Pulsen blieb der Energiegewinn der schnellsten Elektronen unter 10 eV, bei kurzen, intensiven Pulsen wurden bis zu 600 eV erreicht. Elektronenenergien in der von uns beobachtete Höhe von einigen Kiloelektronenvolt lassen sich aber auf diese Weise nicht erklären.

Als Ursache der Selbstemission kommt nur eine laserinduzierte Ladungstrennung in der ferroelektrischen Photokathode in Frage. Die dadurch entstehenden elektrischen Felder bewirken die Elektronenemission und die Überwindung der Raumladungsbarriere durch die emittierten Elektronen. Mit dem in Kap. 3.5.2 gegebenen Modell der Potentialverteilung konnte eine Beschreibung der gemessenen Energieverteilung der emittierten Elektronen gefunden werden. Entscheidend dabei ist die Gitterstruktur der Elektrode, die zu einer Felderhöhung an der freien Oberfläche der ferroelektrischen Kathode führt. Welcher Art von Wechselwirkung zwischen Laserpuls und Ferroelektrikum zu der genannten Ladungstrennung führt, bleibt aber unklar. Im Kap. 3.5.4 konnten zumindest einige Hypothesen ausgeschlossen werden. Durch das Heizen der Kathode konnte ein Zusammenhang der Selbstemission mit dem ferroelektrischen Zustand der Kathode gezeigt werden (s. Abb. 3.22). Mit dem Rückgang der ferroelektrischen Phase ging auch die Selbstemission zurück.

## 4.3 Ausblick auf weitere Messungen

In Abschnitt 4.1 ist auf Messungen mit erhöhter Extraktionsfeldstärke zur Erhöhung der Effektivität der Emission im raumladungsbegrenzten Fall hingewiesen worden. Das ist aber nur ein erster, einfacher Schritt bei einer Fortführung der Untersuchungen. Der nun notwendige

Schritt von der Beschreibung zum Verständnis der Vorgänge erfordert eine andere Herangehensweise.

Die vorliegende Arbeit hat sich mit Effekten befaßt, deren Auswirkungen die Meßgrößen um Größenordnungen beeinflussen. Die Effektivität der Emission ändert sich im untersuchten Bereich der Leistungsdichte um fünf Größenordnungen. Durch die Selbstemission wird die Langmuir-Child-Grenze ebenfalls um Größenordnungen übertroffen. Diese Effekte waren auch mit dem betriebenen geringen instrumentellen Aufwand ohne weiteres nachzuweisen.

Um die durch Veränderungen in der ferroelektrischen Kathode wahrscheinlich verursachten geringen Änderungen der Emission auswerten zu können, dürfen diese nicht durch andere Faktoren überlagert werden. Obwohl für die ferroelektrische Emission und damit für eine spätere Anwendung vielleicht nicht entscheidend, sind Ultrahochvakuumbedingungen für reproduzierbare Meßergebnisse wichtig und daher anzustreben. Das hat sich bei den erfolglosen Experimenten mit einer heizbaren Kathode gezeigt. Die Reproduzierbarkeit der Positioniergenauigkeit der Kathode gegenüber dem Laserstrahl ist ebenfalls zu erhöhen. Dann sind Messungen der gegenseitigen Beeinflussung von Laserpulsen unterschiedlicher Wellenlänge (gleichzeitig oder zeitversetzt) möglich, die wichtige Informationen über die Bindung der Abschirmladungen im Ferroelektrikum liefern könnten. Die Verbesserung käme auch den Messungen der Abhängigkeit der Emission von Einfallswinkel und Polarisierung des Laserpulses zugute, da bei einer Drehung der Kathode keine Dejustierung zu befürchten wäre.

Verbunden mit der Verfeinerung der Meßmethoden muß der Vergleich der gewonnenen Ergebnisse mit der Messung konkreter festkörperphysikalischer Eigenschaften sein, wie der Phasenzusammensetzung, der spontanen Polarisierung, der Verteilung und energetischen Lage von Fehlstellen. Das kann dann zu einer Verfeinerung der Modellbildung und damit zu einem tieferen Verständnis des interessanten Phänomens der laserinduzierten Elektronenemission von Ferroelektrika führen.

## 5. Zusammenfassung

In dieser Arbeit sind die Ergebnisse meiner Untersuchungen zur laserinduzierten Elektronenemission von Ferroelektrika dargestellt. Der Ausgangspunkt war die Suche nach Materialien für Photokathoden, die einen Kompromiß zwischen hoher Quantenausbeute und Robustheit darstellen. Durch die Eigenschaften der feldinduzierten ferroelektrischen Elektronenemission entstand der Gedanke, die dabei zu Tage getretene Unempfindlichkeit gegen äußere Einflüsse auch für Photokathoden auszunutzen. Die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente wurden mit Photokathoden aus gesinterten Keramiken der PLZT-Familie durchgeführt.

Als Folge der gefundenen Ergebnisse wurden die Untersuchungen in zwei Richtungen geführt, über die „normale Photoemission“ und über die „Selbstemission“.

In der Betriebsart „normale Photoemission“ ist die ferroelektrische Kathode in eine Vakuumdiode eingesetzt. Es findet keine Beeinflussung der Polarisierung im ferroelektrischen Material statt, die emittierten Elektronen werden durch ein externes Extraktionspotential zur Anode beschleunigt. Für diesen Fall wurde im Gegensatz zu den bekannten Eigenschaften der Photoemission eine starke Abhängigkeit der Effektivität der Emission von der Leistungsdichte des auslösenden Laserstrahls gefunden. Das legt die Vermutung nahe, daß neben dem klassischen Photoeffekt noch andere, durch die Wechselwirkung der ferroelektrischen Kathode mit der Laserstrahlung hervorgerufene, Effekte wirken. Ferner wurde unter bestimmten Umständen eine Begrenzung der Emission beobachtet. Durch numerische Simulationsrechnungen konnte nachgewiesen werden, daß diese Begrenzung auf externen Raumladungseffekten beruht. In Lebensdauertests konnte eine Zuverlässigkeit ähnlich der von Metallkathoden gezeigt werden.

Typische gemessenen Quantenausbeuten von ferroelektrischen Photokathoden sind in Tab. 5.1 angegeben. Die Auswertung der bisher gesammelten Daten führt aber zu dem Schluß, daß bei genügend hohen Extraktionsspannungen und kurzen Pulsen (Pikosekundenbereich) eine wesentliche Verbesserung der genannten Quantenausbeuten möglich ist. Damit erreichen robuste ferroelektrische Photokathoden eine Effektivität, die sie interessant für Anwendungen werden läßt.

Wellenlänge:	266 nm	355 nm	532 nm
Quantenausbeute:	$2 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-7}$

Tab. 5.1: Typische Quantenausbeute ferroelektrischer Photokathoden bei verschiedenen Wellenlängen.

Der zweite Schwerpunkt dieser Arbeit ist die Selbstemission. Es handelt sich um die laserinduzierte Emission von Stromdichten bis  $1 \text{ A/cm}^2$  ohne äußeres Extraktionspotential. Diese Art der Emission, die erstmals in unseren Untersuchungen gezeigt werden konnte, basiert völlig auf den ferroelektrischen Eigenschaften der Kathode. Die Wechselwirkung zwischen der intensiven Laserstrahlung und der ferroelektrischen Kathode führt zu einer Ladungstrennung in der Kathode und dadurch zum Aufbau starker elektrischer Felder, die den emittierten Elektronen das Überwinden der Raumladungsbarriere ermöglichen. Der Mechanismus dieser laserinduzierten Ladungstrennung ist noch weitgehend unbekannt. In dieser Arbeit beschriebene Simulationsrechnungen lassen Rückschlüsse von den beobachteten Stromdichten der Selbstemission auf die Größe der notwendigen Ladungstrennung in der ferroelektrischen Kathode zu. Verschiedene photovoltaische und photoferroelektrische Effekte werden aufgeführt und Abschätzungen über ihren möglichen Anteil an der Ladungstrennung gemacht.

Die Arbeit schließt mit einem Ausblick auf weitere Untersuchungen, die zum Verständnis und als Grundlage für Anwendungen notwendig erscheinen.

## Anhang - Liste der ferroelektrischen Kathoden

Bezeichnung	Material	Dicke [mm]	Elektroden
CTF 2-02	PLZT 8/65/35	1,0	Au
L 3	PLZT 8/65/35	1,0	Au
L 10	PLZT 2/95/5	1,0	Au
L 14	PZT 95/5 + 2 % Cr <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0,4	Ag
L 23	PLZT 2/94,5/5,5	0,3	Au
L 27	PLZT 2/94,5/5,5	1,0	Au
L 32	PLZT 2/95/5	0,3	Ag
L 38	PLZT 1/92/8	0,5	Ag
LHC 1	PLZT 2/94,5/5,5	0,3	Au
LHC 2	PLZT 2/94,5/5,5	0,3	Au

Durchmesser aller Kathoden: 16 mm

Elektroden Au: Goldelektroden auggedampft, mit Chrom-Haftschrift

Ag: Elektroden aus Silberlegierung, mit Siebdruck aufgebracht

Die ferroelektrische Keramik der genannten Kathoden ist an der Universität Katowice, Physikalisches Institut, hergestellt und im CERN bearbeitet worden.



## Literaturverzeichnis

- AFIF: M. Affif, J. P. Girardeau-Montaut, C. Girardeau-Montaut, S. D. Moustāzīs: High Density Electron Pulse Produced by Femtosecond Nonlinear Photoelectric Emission from Metals, Proceedings of the 7th International Vacuum Microelectronics Conference, in „Le Vide, les Couches Minces“, Supplement of Vol. 271 (1994), 236
- AIRAPETOV: A. Sh. Airapetov, I. I. Ivanchik, A. N. Lebedev, I. V. Levshin, N. A. Tikhomi-rova: Pulsed Exoemission of Electrons During Incomplete Polarization Reversal of Ferroelectric Materials, Doklady Akademii Nauk SSSR, Vol. 311 (1990), 594 [Sovjet Physics Doklady, Vol. 35 (1990), 267]
- AKHAYAN: A. A. Akhayan, E. A. Akhayan, G. B. Stuchinsky: Photoemission from an Activated Surface of a Ferroelectric Under Conditions of Pyroelectric Effect, Bulletin of the Russian Academy of Sciences, Vol. 57 (1993), 1055
- ANISIMOV: S. I. Anisimov, B. L. Kapeliovich, T. L. Perel'man: Electron emission from metal surfaces exposed to ultrashort laser pulses, Sovjet Physics - JETP, Vol. 39 (1974), 375
- ARDENNE: M. v. Ardenne: Tabellen zur angewandten Physik, III. Band, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1973
- ASANO: J. Asano, T. Imai, M. Okuyama, Y. Hamakawa: Field-Excited Electron Emission from Ferroelectric Ceramic in Vacuum, Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 31 (1992), Part 1, 3098
- BARKHAUSEN: H. Barkhausen: Lehrbuch der Elektronenröhren, 1. Band: Allgemeine Grundlagen, S. Hirzel Verlag, Leipzig, 1969
- BECHTEL: J. H. Bechtel: Heating of Solid Targets with Laser Pulses, Journal of Applied Physics, Vol. 46 (1975), 1585
- BERGERET: M. Bergeret, M. Boussoukaya, R. Chehab, B. Leblond, J. Le Duff: Short Pulse Photoemission from a Dispenser Cathode, in Proceedings of the Workshop on Short Pulse High Current Cathodes, Bendor, June 18-22, 1990, J. Le Duff ed., Edition Frontières, Gif-sur-Yvette, 1990, 247
- BIEDRZYCKI: K. Biedrzycki: Polarization Reversal-Induced Electron Emission From Triglycine Sulphate Crystals, Ferroelectrics, Vol. 119 (1991), 33
- BACCONIER: Y. Bacconier, K. Geissler, J. H. B. Madsen, A. Pisent, G. Suberlucq: The DC Test Bench for Laser Driven Photoemissive Cathodes, in Proceedings of the Second European Particle Accelerator Conference, Nice, 1990, Vol. 1, 688
- BOIMOND: D. Boimond, K. Geissler, H. Riege, G. Suberlucq, H. Gundel, A. Meineke, K. Schmidt, J. Handerek: Test of Ferroelectric Photocathodes at 213 nm in the CTF DC Test Set-Up, CERN AT/92-35 (DI) und CLIC Note 182
- BRÄUNLICH: P. F. Bräunlich: Electron and X-Ray Generator, United States Patent 3840748 (1974)
- BRODY: P. S. Brody: Semiconductor-Ferroelectric Nonvolatile Memory Using Anomalous High Photovoltages in Ferroelectric Ceramics, Applied Physics Letters, Vol. 38 (1981), 153

- BRORSON: S. D. Brorson et al.: Femtosecond Room-Temperature Measurement of the Electron-Phonon Coupling Constant  $\lambda$  in Metallic Superconductors, *Physical Review Letters*, Vol. **64** (1990), 2172
- BUTLER: M. A. Butler, S. J. Martin, C. E. Land: Photoinduced Currents in PZT Thin Films, *Applied Optics*, Vol. **28** (1989), 5105
- CERN-WB: CERN Weekly Bulletin, No. 49/88 vom 5. 12. 1988, European Organization for Nuclear Research (CERN), Genf, S. 1
- CHEVALLAY: E. Chevally, J. Durand, S. Hutchins, G. Suberlucq, M. Wurgel: Photocathodes Tested in the DC Gun of the CERN Photoemission Laboratory, *Nuclear Instruments and Methodes*, Vol. **A 340** (1994), 146
- CORKUM: P. B. Corkum, F. Brunel, N. K. Sherman, T. Srinivasan-Rao: Thermal Response of Metals to Ultrashort-Pulse Laser Excitation, *Physical Review Letters*, Vol. **61** (1988), 2886
- COURTOIS: L. Courtois, P. Faure, J. Handerek, H. Riege, G. H. Schröder: Development of High Power Switches for the LHC Beam Dumping Pulser, in *Proceedings of the Third European Particle Accelerator Conference*, Berlin, March 24-28, 1992, Vol. 2, 1597
- DEREGGI: A. S. De Reggi, B. Dickens, T. Ditchi, C. Alquié, J. Lewiner, I. K. Lloyd: Determination of the Polarisation-Depth Distribution in Poled Ferroelectric Ceramics Using Thermal and Pressure Pulse Techniques, *Journal of Applied Physics*, Vol. **71**, No. 2 (1992), 854
- DOWNER: M. C. Downer et al.: Femtosecond Thermionic Emission: Experiment, Analytical Theory, and Particle Simulation, in *Springer Series in Chemical Physics*, Vol. 55, *Ultrafast Phenomena VIII*, J.-L. Martin et al. ed., Springer Verlag, Berlin, 1993, 335
- FISCHER: J. Fischer, T. Srinivasan-Rao, T. Tsang: High Current Photoemission with 10 Picosecond UV Pulses, in *Proceedings of the Workshop on Short Pulse High Current Cathodes*, Bendor, June 18-22, 1990, J. Le Duff ed., Edition Frontières, Gif-sur-Yvette, 1990, 217
- FRIDKIN: V. M. Fridkin: *Photoferroelectrics*, Springer Series in Solid-State Sciences Vol. 9, Springer Verlag, Berlin, 1979
- FUJIMOTO: J. G. Fujimoto, J. M. Liu, E. P. Ippen, N. Bloembergen: Femtosecond Laser Interaction with Metallic Tungsten and Nonequilibrium Electron and Lattice Temperatures, *Physical Review Letters*, Vol. **53** (1984), 1837
- GERTHSEN: P. Gerthsen, R. Groth, K. H. Hardtt: Halbleitereigenschaften des  $\text{BaTiO}_3$  im Polaronenbild, *Physica Status Solidi*, Vol. **11** (1965), 303
- GEISSLER90: K. Geissler, H. Gundel, H. Riege, J. Handerek: Intense Laser-Induced Electron Emission from Prepoled Lead-Lanthanum-Zirconium-Titanate Ceramics, *Applied Physics Letters*, Vol. **56**, No. 10 (1990), 895
- GEISSLER92: K. Geissler, A. Meineke, H. Riege, J. Handerek, H. Granzer, D. Suchland: Enhancement of Laser-Induced Electron Emission from Ferroelectrics by Surface Charge Refreshment, *Physics Letters A*, Vol. **166** (1992), 84
- GEISSLER93: K. Geissler, A. Meineke, H. Riege, K. Schmidt, J. Handerek: Intense Laser-Induced Self-Emission of Electrons from Ferroelectrics, *Physics Letters A*, Vol. **176** (1993), 387

- GEISSLER94A: K. K. Geissler, J. Handerek, A. Meineke, H. Riege: Self-Emission and Enhancement of Laser-Induced Emission of Electrons from Ferroelectrics, *Nuclear Instruments and Methodes*, Vol. A **340** (1994), 96
- GEISSLER94B: K. K. Geissler, J. P. Gourber, J. Handerek, B. Leblond, A. Meineke, H. Riege: Electron Emission from Ferroelectric Cathodes Excited by Picosecond Laser Pulses with Long Wavelengths, in *Proceedings of the Fourth European Particle Accelerator Conference*, London, 27 June-1 July, 1994, Vol. 2, 1468
- GEISSLER95: K. Geissler, A. Meineke, H. Riege, S. De Silvestri, M. Nisoli, O. Svelto, I. Boscolo, J. Handerek: Femtosecond Laser-Induced Electron Emission from Ferroelectrics, submitted to *Nuclear Instruments and Methods*
- GILTON: T. L. Gilton, J. P. Cowin, G. D. Kubiak, A. V. Hamza: Intense Surface Photoemission: Space Charge Effects and Self-Acceleration, *Journal of Applied Physics*, Vol. **68** (1990), 4802
- GIRARDEAU89: J. P. Girardeau-Montaut, C. Girardeau-Montaut: Space-Charge-Limited Current Density as a Function of Electron Flow Duration in an Emissive Diode, *Journal of Applied Physics*, Vol. **65** (1989), 2889
- GIRARDEAU91: J. P. Girardeau-Montaut, C. Girardeau-Montaut: Space-Charge Effect on the Energy Spectrum of Photoelectrons Produced by High-Intensity Short-Duration Laser Pulses on a Metal, *Physical Review A*, Vol. **44** (1991), 1409
- GIRARDEAU92: J. P. Girardeau-Montaut, C. Girardeau-Montaut, S. D. Moustafizis, C. Fotakis: Inversion of Single- and Two-Photon Photoelectric Sensitivities of Metals in the Femtosecond Range, in *Ultrafast Phenomena VIII*, J. L. Martin et al. ed., Springer Verlag, Berlin, 1993, 340 und: *Journées d'Etude sur la Photoémission a fort Courant*, Clermont-Ferrand, 22.-23. avril 1992, 75
- GIRARDEAU93: J. P. Girardeau-Montaut, C. Girardeau-Montaut, S. D. Moustafizis, C. Fotakis: Dependence of Femtosecond Single-Photon Photoemission from Gold on Laser Beam Incidence and Polarization, *Applied Physics Letters*, Vol. **63** (1993), 699
- GIRARDEAU94: J. P. Girardeau-Montaut, C. Girardeau-Montaut, S. D. Moustafizis: Femtosecond Nonlinear Single-Photon Photoelectric Emission from Tungsten at 248 nm, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. **27** (1994), 848
- GLAEFEKE: H. Glaefke: Exoemission, in *Thermally Stimulated Relaxation in Solids*, P. Bräunlich ed., *Topics in Applied Physics*, Vol. 37, Springer Verlag, Berlin, 1979
- GLASS: A. M. Glass, D. von der Linde, T. J. Negrn: High-Voltage Bulk Photovoltaic Effect and Photorefractive Process in  $\text{LiNbO}_3$ , *Applied Physics Letters*, Vol. **25** (1974), 233
- GODEFROY: G. Godefroy, P. Jullien, L. Cai: Photoconduction in Doped  $\text{BaTiO}_3$  Single Crystals, *Ferroelectrics*, Vol. **13** (1976), 309
- GUNDEL89A: H. Gundel, H. Riege, J. Handerek, K. Zioutas: Low-Pressure Hollow Cathode Switch Triggered by a Pulsed Electron Beam Emitted from Ferroelectrics, *Applied Physics Letters*, Vol. **54** (1989), 2071
- GUNDEL89B: H. Gundel, H. Riege, E. J. N. Wilson, J. Handerek, K. Zioutas: Copious Electron Emission from PLZT Ceramics with a High Zirconium Concentration, *Ferroelectrics*, Vol. **100** (1989), 1
- GUNDEL90: H. Gundel, J. Handerek, H. Riege, E. J. N. Wilson: Electric Field-Exited Electron Emission from PLZT X/65/35 Ceramics, *Ferroelectrics*, Vol. **110** (1990), 183

- GUNDEL91: H. Gundel, H. Riege, J. Handerek: Time Dependent Electron Emission from Ferroelectrics by External Pulsed Electric Fields, *Journal of Applied Physics*, Vol. **69** (1991), 975
- GUNDEL92: H. Gundel, H. Henke, D. Suchland: Abschlußbericht zum DFG-Forschungsvorhaben He 1844/1-1 „Gepulste laserinduzierte Elektronenemission von ferroelektrischen Oberflächen“, TU Berlin, 1992
- GUNDEL94A: H. Gundel, J. Handerek, H. Henke, A. Meineke, H. Riege, K. Schmidt: Recent Results of Laser Induced Electron Emission from a Ferroelectric Cathode in the CLIC DC Test Setup, *Nuclear Instruments and Methodes*, Vol. A **340** (1994), 102
- GUNDEL94B: H. Gundel: On the Emission Dynamics of PZT Ferroelectric Ceramic Material, *Integrated Ferroelectrics*, Vol. **5** (1994), 211
- GUNDEL95: H. Gundel: Electron Emission from Ferroelectrics, A New Generation of Pulsed Electron Beam Sources, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Dissertation, 1995 (in Vorbereitung)
- HAERTLING: G. H. Haertling: PLZT Electrooptic Materials and Applications - A Review, *Ferroelectrics*, Vol. **75** (1987), 25
- HANDEREK: J. Handerek, H. Riege: Field-Exited Electron Emission from Lanthanum-Doped, Barium-Strontium-Titanate Ceramics, *Ferroelectrics*, Vol. **128** (1992), 43
- HERRERA: A. Herrera-Gómez, W. E. Spicer: Physics of High Intensity Nanosecond Electron Source, in *Photodetectors and Power Meters*, San Diego, July 15-16, 1993, *Proceedings of the SPIE*, Vol. **2022** (1993), 51
- HERRMANN: K. H. Herrmann: *Der Photoeffekt*, Vieweg Verlag, Wiesbaden, 1994
- HERRMANNSELDT: W. B. Herrmannsfeldt: EGUN - an Electron Optics and Gun Design Program, SLAC 331, Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, CA 94309, October 1988
- IVERS: J. D. Ivers, R. Advani, J. A. Nation, L. Schächter: Electron Emission from Ferroelectric Ceramics, in *Proceedings of the 1991 IEEE Particle Accelerator Conference*, San Francisco, CA., May 6-9, 1991, Vol. **4**, 2104
- JONA: F. Jona, G. Shirane: *Ferroelectric Crystals*, Pergamon Press, Oxford, 1962
- KAWAMURA: Y. Kawamura, K. Toyoda, M. Kawai: Generation of Relativistic Photoelectrons Induced by Eximer Laser Irradiation, *Applied Physics Letters*, Vol. **45** (1984), 307
- KLATT: R. Klatt, F. Krawczyk, W. R. Novender, C. Palm, T. Weiland, B. Steffen, T. Barts, M. J. Browman, R. Cooper, C. T. Mottershead, S. Rodenz, S. G. Wipf: MAFIA - A Tree-Dimensional Electromagnetic CAD System for Magnets, RF Structures, and Transient Wake-Field Calculations, in *Proceedings of the 1896 Linear Accelerator Conference*, Stanford Linear Accelerator Center Report SLAC-303 (June 1986), 276
- LBIII/28A: Landoldt-Börnstein, Neue Serie, Gruppe III, Band 28: *Ferroelektrika und verwandte Substanzen*, Teilband a: Oxide, T. Mitsui, E. Nakamura Hrsg., Springer Verlag, Berlin, 1990
- LBIII/15B: Landoldt-Börnstein, Neue Serie, Gruppe III, Band 15: *Metalle: Elektronische Transportphänomene*, Teilband b, K. H. Hellwege, J. L. Olsen Hrsg., Springer Verlag, Berlin, 1985
- LEBLOND: B. Leblond, G. Rajaonera: Photoemission in the Picosecond Regime From a Coated Trioxide Cathode, *Nuclear Instruments and Methodes*, Vol. A **340** (1994), 195

- LINES: M. E. Lines, A. M. Glass: Principles and Applications of Ferroelectrics and Related Materials, Clarendon Press, Oxford, 1977
- MARSH: S. Marsh, H. Fritz: Examens ultrasonores et metallographiques sur 6 échantillons en ceramique, CERN Div. MT, Groupe SM, Rapport No. 93/12/21, interner Bericht
- MIGA: S. Miga, K. Szot: Surface Layers in PLZT 7/65/35 Ceramics, Ferroelectrics, Vol. **160** (1994), 137
- MILLER: R. B. Miller: An Introduction to the Physics of Intense Charged Particle Beams, Plenum Press, New York, 1982
- NOTTINGHAM: W. B. Nottingham: Thermionic Emission, in Handbuch der Physik, Band XXI, Springer Verlag, Berlin, 1956, S. 1-231
- OETTINGER: P. E. Oettinger, R. E. Shefer, D. L. Birx, M. C. Green: Photoelectron Sources: Selection and Analysis, Nuclear Instruments and Methods, Vol. **A 272** (1988), 264
- OHMORI: Y. Ohmori, Y. Yasojima, Y. Inuishi: Photoconduction, Thermally Stimulated Luminescence, and Optical Damage in Single Crystal of  $\text{LiNbO}_3$ , Japanese Journal of Applied Physics, Vol. **14** (1975), 1291
- PHILIPPOW86: E. Philippow Hrsg.: Taschenbuch Elektrotechnik, Band 1, VEB Verlag Technik, Berlin, 1986
- PHILIPPOW88: E. Philippow: Grundlagen der Elektrotechnik, VEB Verlag Technik, Berlin, 1988
- ROBERTSON: G. D. Robertson, Jr., N. A. Baily: Surface Charging of Triglycine Sulphate, Journal of Applied Physics, Vol. **39** (1968), 2905
- ROSENBLUM: R. Rosenblum, P. Bräunlich, J. P. Carrico: Thermally Stimulated Field Emission from Pyroelectric  $\text{LiNbO}_3$ , Applied Physics Letters, Vol. **25** (1974), 17
- ROZENMAN84: G. I. Rozenman, V. A. Okhapkin, Yu. L. Chepelev, V. Yu. Shur: Electron Emission During the Switching of Ferroelectric Lead Germanate, JETP Letters, Vol. **39** (1984), 477
- ROZENMAN89: G. I. Rozenman, Yu. L. Chepelev, E. I. Boikova: Asymmetry of Photostimulated Exoemission in Ferroelectrics, Ferroelectrics, Vol. **100** (1989), 17
- ROZENMAN90: G. I. Rozenman, V. V. Letuchev, Yu. L. Chepelev, O. V. Malyskina, V. Ya. Shur, V. P. Kuminov: Emission of Electrons on Switching of the  $\text{Gd}_2(\text{MoO}_4)_3$  Ferroelectric-Ferroelastic in Electric Field, Applied Physics Letters, Vol. **56** (1990), 689
- SCHÄCHTER: L. Schächter, J. D. Ivers, J. A. Nation, G. S. Kerslick: Analysis of a Diode with a Ferroelectric Cathode, Journal of Applied Physics, Vol. **73** (1993), 8097
- SCHOTTKY: W. Schottky: Über kalte und warme Elektronenentladungen, Zeitschrift für Physik, Band **XIV** (1923), 63
- SEAGER: C. H. Seager, C. E. Land: Optical Absorption in Ion-Implanted Lead Lanthanum Zirconate Titanate Ceramics, Applied Physics Letters, Vol. **45** (1984), 395
- SOMMER: A. H. Sommer: Photoemissive Materials, John Wiley & Sons, New York, 1968
- SPICER: W. E. Spicer, A. Herrera-Gómez: Modern Theorie and Applications of Photocathodes, SLAC-PUB-6306, Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, CA 94309, August 1993
- SRINIVASAN: T. Srinivasan-Rao, J. Fischer, T. Tsang: Role of Optical Field in Photoemission from Copper, Nuclear Instruments and Methodes, Vol. **A 340** (1994), 187

- SUJAK68: B. Sujak, J. Kusz: Surface Electroluminescence of Single Crystals of Seignette Salt, *Acta Physica Polonica*, Vol. **33** (1968), 845
- SUJAK78: B. Sujak, W. A. Syslo: Emission of High-Energy Free Charge Carriers in Vacuum as a Symptom of Pyroelectric Properties, *Ferroelectrics*, Vol. **22** (1978), 711
- SUJAK85: B. Sujak, K. Biedrzycki: Exoemission Excitation of Ferroelectrics in Vacuum by Alternating Voltage, *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. **24** (1985) Suppl. 24-4, 81
- THAKOOR92A: S. Thakoor, J. Perry, J. Maserjian: An Optical Probe for Ferroelectric Thin Film Memory Capacitors, in *Proceedings of the 4th International Symposium on Integrated Ferroelectrics*, Monterey, March 9-11, 1992, 436
- THAKOOR92B: S. Thakoor: High Speed, Nondestructive Readout from Thin-Film Ferroelectric Memory, *Applied Physics Letters*, Vol. **60**, No. 26 (1992), 3319
- TRAVIER94A: C. Travier: An Introduction to Photo-Injector Design, *Nuclear Instruments and Methods*, Vol. A **340** (1994), 26
- TRAVIER94B: C. Travier: Review of Electron Guns, in *Proceedings of the Fourth European Particle Accelerator Conference*, London, June 27-July 1, 1994, Vol. 1, 317
- UCHINO: K. Uchino, Y. Miyazawa, S. Nomura: High-Voltage Photovoltaic Effect in  $\text{PbTiO}_3$ -Based Ceramics, *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. **21** (1982), 1671
- UJMA: Z. Ujma, J. Handerek, M. Pawelczyk, H. Hassan, G. E. Kugel, C. Carabatos-Nedelec: The Antiferroelectric-Ferroelectric-Paraelectric Phase Sequence in Lead-Lanthanum Zirconate-Titanate Ceramics with 8% Ti Content, *Journal of Physics: Condensed Matter*, Vol. **6** (1994), 6843
- VERNIER: P. J. Vernier: Review on Photoemission, in *Proceedings of the Workshop on Short Pulse High Current Cathodes*, Bendor, June 18-22, 1990, J. Le Duff ed., Edition Frontières, Gif-sur-Yvette, 1990, 49
- WEIßMANTEL: C. Weißmantel, C. Hamann: *Grundlagen der Festkörperphysik*, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1989
- WÓJCİK: K. Wójcik, Z. Ujma: Nonstoichiometry and Optical Absorption in  $\text{PbZrO}_3$  and  $\text{PbTiO}_3$  Single Crystals, *Ferroelectrics*, Vol. **89** (1989), 133
- YEN80: R. Yen, J. Liu, N. Bloembergen: Thermally Assisted Multiphoton Photoelectric Emission from Tungsten, *Optical Communications*, Vol. **35** (1980), 277
- YEN82: R. Yen, J. Liu, N. Bloembergen, T. K. Yee, J. G. Fujimoto, M. M. Salour: Picosecond Laser Interaction with Metallic Zirconium, *Applied Physics Letters*, Vol. **40** (1982), 185



## Danksagung

Diese Arbeit konnte nur entstehen, weil ich tatkräftige Hilfe von vielen Seiten erfahren habe. Zuvorderst muß ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. H. Henke für die Möglichkeit bedanken, an seinem Institut zu arbeiten. Sein stetes Interesse, sein Rat und seine Hilfestellung haben es mir ermöglicht, manche fachliche und administrative Hürde zu nehmen.

Ebenfalls besonderer Dank gilt Herrn Dr. Hans Riege als meinem Supervisor am CERN für die freundliche Aufnahme und dauernde Hilfsbereitschaft, die weit über übliche kollegiale Beziehungen hinausgingen. Von seinen Erfahrungen in experimenteller Physik konnte ich viel profitieren.

Auch meinen anderen Kollegen am CERN sei gedankt. Stellvertretend möchte ich Herrn Dr. K. K. Geissler für seine Hilfe in allen theoretischen und praktischen Fragen der Lasertechnik und Optik sowie für manches aufmunternde Wort danken. Die Herrn Dipl.-Ing. Ignatz Kamber und Dr. Roland Kowalewicz standen mir ebenfalls stets mit Rat und Tat zur Seite. Herr Dipl.-Phys. Hermann Granzer hatte Anteil beim Aufbau des Experiments am CERN.

Meinen Mitstreitern von der TU Berlin, insbesondere Herrn Dipl.-Phys. Hartmut Gundel, Herrn Dipl.-Ing. R. Schröder, Herrn Dr. Huschang Heydari, Herrn Dipl.-Phys. Kai Schmidt und Herrn Dipl.-Phys. Dirk Suchland sei für die sehr gute Zusammenarbeit gedankt.

Auch die Kollegen von den auswärtigen Instituten, Herr Prof. Dr. habil. Jan Handerek von der Universität Katowice, Herr Dr. B. Leblond vom LAL in Paris und Herr Dr. Mauro Nisoli vom Politechnikum in Mailand haben einen wichtigen Beitrag zum Gelingen dieser Arbeit geleistet. Herr Prof. Dr. D. H. H. Hoffmann sei für die Übernahme der Aufgaben des Berichters gedankt.

Frau K. Schmitt möchte ich danken für Ihre Hilfe bei der Durchsicht des Manuskripts.

*Vielen Dank!*





## LEBENS LAUF

geboren am 2. Mai 1964 in Kleinmachnow, ledig

### AUSBILDUNG

1970 – 1980

Besuch der Oberschule Rangsdorf, Abschluß der 10. Klasse

1.9.80 – 15.7.83

Lehre als Elektromechaniker mit Abitur an der Betriebsschule der Elektro-Apparate-Werke Berlin-Treptow, Erwerb des Facharbeiterbriefs und der Hochschulreife

16.7.83 – 31.8.85

Arbeit als Elektromechaniker in der Elektronikfertigung der Elektro-Apparate-Werke Berlin-Treptow, unterbrochen durch den Wehrdienst (November 83 bis April 85)

1.9.85 – 31.8.90

Studium der Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Ilmenau, Abschluß als Diplomingenieur für Theoretische Elektrotechnik, Diplomarbeit zum Thema „Rechnergestützte Methode zur globalen Analyse nichtlinearer dynamischer Systeme / Netzwerke“, Nebenfachausbildung auf dem Gebiet Nachrichtentechnik

### BERUF

1.9.90 – 31.8.91

Assistent am Institut für Elektrotechnik und Nachrichtentechnik der Humboldt-Universität zu Berlin, Mitarbeit an einem Forschungsprojekt auf dem Gebiet der optischen Übertragungstechnik sowie bei der Lehre

1.9.91 – 31.12.94

Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Theoretische Elektrotechnik der TU Berlin, von dort für 2½ Jahre entsandt zum CERN (Europäisches Kernforschungszentrum in Genf), Teilnahme an einem Entwicklungsvorhaben zur laserinduzierten Elektronenemission von ferroelektrischen Keramiken

