

- Negative Corona-Entladung - Untersuchung einer aktiven Maßnahme zur Unterdrückung des entstehenden Farbnebels an einem Zweiwalzensystem

Vom Fachbereich Maschinenbau
an der
Technischen Universität Darmstadt
zur
Erlangung des Grades eines
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte

D i s s e r t a t i o n

von
Dipl.-Ing. Stefan Dilfer
aus Frankenthal

Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. Christoph Hars
Mitberichterstatter: Prof. Dr.-Ing. Wolfgang Seelig
Mitberichterstatter: Prof. Dr.-Ing. Cameron Tropea

Tag der Einreichung: 30. April 2002
Tag der mündlichen Prüfung: 02. Juli 2002

Darmstadt 2002

D 17

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fachgebiet Druckmaschinen und Druckverfahren der Technischen Universität Darmstadt.

Mein besonderer Dank gilt meinem Betreuer und Referenten, Herrn Prof. Dr.-Ing. Chr. Hars, für sein in meine Person gesetztes Vertrauen, die begleitenden Gespräche und Diskussionen sowie den mir gewährten großen Freiraum bei der Bearbeitung meines Forschungsgebietes, der negativen Corona-Entladung.

Herrn Prof. Dr.-Ing. W. Seelig danke ich außerordentlich für sein stets großes Interesse am Fortgang meiner Arbeit sowie für die Übernahme des Korreferats. Seine wertvollen Anregungen haben wesentlichen Anteil am Gelingen der Arbeit.

Mein Dank gilt auch Herrn Prof. Dr.-Ing. C. Tropea für das Interesse an der Arbeit und das Korreferat.

Die Motivation für die vorliegende Arbeit stammte aus einem von mir bearbeiteten Forschungsvorhaben, das von der Forschungsgesellschaft Druckmaschinen e.V. (FGD) und der Arbeitsgemeinschaft industrieller Forschungseinrichtungen (AiF) finanziell unterstützt worden ist. Hierfür gebührt den genannten Institutionen Dank.

Bei allen Kollegen, Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern am Fachgebiet Druckmaschinen und Druckverfahren, die stets hilfsbereit und ideenreich zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben, bedanke ich mich herzlich.

Darmstadt, im April 2002

Stefan Dilfer

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Vorwort	III
Eidesstattliche Erklärung	IV
1 Einleitung	1
2 Problemstellung	4
2.1 Zielsetzung dieser Arbeit	5
3 Corona-Entladung, physikalische Grundlagen	7
3.1 Elektrische Leitfähigkeit in Gasen	7
3.2 Corona-Entladung	12
3.3 Intermittierende Erscheinungen bei Corona-Entladungen	16
3.4 Mechanismus des Entladungsaufbaus	17
4 Experimentelle Untersuchungen	21
4.1 Versuchsaufbau.....	21
4.2 Ladungstrennung bei Farbspaltungsprozessen.....	28
4.3 Ionisation der Farbtröpfchen mittels negativer Corona-Entladung	31
4.3.1 Bewegung der Farbtröpfchen im Feld der Corona-Entladung	36
4.4 Fotografische Dokumentation der Versuchsergebnisse.....	41
4.5 Bestimmung der mittleren Tröpfchengröße auf den Mess-Streifen	45

5	Modellbildung	47
5.1	Grundbegriffe zur Bewegungsgleichung.....	47
5.2	Bewegungsgleichung.....	49
5.3	Transportvorgänge	51
5.3.1	Erhaltungssatz.....	52
5.3.2	Teilchenbilanz.....	54
5.3.3	Impulsbilanz.....	55
6	Stationäre Corona-Entladung	57
6.1	Formulierung der elektrischen Feld- und Potentialverhältnisse.....	57
6.2	Ladungsträgerdichte im Feld der Corona-Entladung.....	60
6.3	Ladungsträgerdichte am Corona-Rand	66
6.4	Elektronen-Einfang	69
6.4.1	Mögliche Farbtröpfchenaufladung.....	70
6.4.2	Sättigungseffekt der Farbtröpfchenaufladung.....	75
6.5	Dimensionsanalytische Betrachtung	80
6.6	Notwendige mittlere Anzahl Elektronen pro Farbtröpfchen	83
6.7	Vergleich von Tröpfchenaufladung und Bremswirkung im Feld der Corona	87
6.8	Beitrag der physikalischen Größen beim Abbremsen eines Farbtröpfchens	91
6.9	Abschließende Fehlerbetrachtung.....	97
7	Farbtröpfchen im elektrischen Feld	98
7.1	Bahnweg der Farbtröpfchen im Feld der Corona	98
7.2	Simulation und Diskussion.....	102

	Seite
8 Zusammenfassung	115
Mathematischer Anhang.....	118
Symbolliste.....	VIII
Physikalische Konstanten	XIII
Literaturverzeichnis	XIV

1 Einleitung

Von den heute gebräuchlichen Drucktechniken besitzt das Nass-Offset-Druckverfahren den höchsten Verbreitungsgrad. Seinen Vorteilen einer hohen Wirtschaftlichkeit bei großen Auflagen stehen durch das Verwenden thixotroper Druckfarben, durch ein rückwirkungsbehaftetes Einfärben der Druckform und durch die Verwendung von Feuchtmitteln zum Benetzen nichtdruckender Druckformbereiche verfahrenstechnische Schwierigkeiten entgegen. Beim Bewerten moderner Offsetdruckmaschinen und somit Beurteilen ihrer Wirtschaftlichkeit ist die Höhe der möglichen Druckgeschwindigkeit ein wichtiges Kriterium. Durch die Entwicklungen der letzten Jahre werden Rollenoffset-Druckgeschwindigkeiten mit bis zu 20 m/s - und stellenweise auch schon darüber - und im Bogenoffset bis zu 18000 Bogen/h erzielt. Bedingt durch diese Geschwindigkeiten, die zusammen mit den Walzengeometrien zu entsprechend hohen Farbtrenngeschwindigkeiten führen, bilden sich im Auslauf der Walzenkontaktlinien der farbführenden Walzen, den sog. Walzennipps, Farbfäden, welche häufig mit steigenden Trenngeschwindigkeiten in mehrere Teile zerreißen, so dass es zum Farbnebeln und Farbspritzen kommt.

FETSKO [16] und BLAYO [17] beschrieben in ihren Arbeiten sehr ausführlich, dass das Zusammenwirken bzw. Überlagern der unterschiedlichen physikalischen Prozesse zur Entstehung dieses Phänomens beitragen. Ein „Spritzen und Nebeln“ von Druckfarben tritt demnach im Auslauf der Walzenspalte der farbführenden Walzen auf. Beim Verlassen der Walze wird die Druckfarbe geteilt. Es kommt zu Kavitation und Blasenbildung infolge einer schnellen Druckentlastung. Die Haut zwischen den Blasen wird zu Fäden verformt. Wenn die Farbfäden an mehr als an einer Stelle zerreißen, bilden sich aus den Bruchstücken mikroskopisch kleine Tropfen, welche sich als relativ dauerhafter Farbnebel um die Walzen legen können.

Entsprechend gilt, je kürzer die erzeugten Fäden sind, desto geringer ist die Anzahl der erzeugten Aerosole. Bei der Ausstoßung größerer Farbtropfen kommt es zum Farbspritzen.

Die Anzahl der physikalischen Größen, die ein Entstehen dieses Phänomens begünstigen und die - mittelbar bzw. unmittelbar - fördernd auf ein „Spritzen und Nebeln“ von Druckfarben einwirken, sind sehr groß. Mehrheitlich korrelieren diese Größen untereinander, so dass die Einflussnahme einer einzelnen Größe auf das Farbverhalten nur bedingt zu betrachten ist. Neben der Walzengeometrie hat auch die Härte und Zusammensetzung der Walzenbeschichtung - in Abhängigkeit der Druck- und damit der Walzenumfangsgeschwindigkeit - einen wichtigen Einfluss auf die Geometrie des Walzennipps in der Farbspaltungszone. Weiterhin tragen auch zu große Farbschichtdicken unmittelbar sowie eine übermäßige Erwärmung der Druckmaschine mittelbar durch die damit verbundene Einflussnahme auf die rheologischen Farbeigenschaften fördernd auf ein „Spritzen und Nebeln“ der Druckfarbe bei. Mittelbar wirkt sich das Anordnen der Farbwerkswalzen auf das Farbverhalten in einem Farbwerk aus. Lediglich in Offsetdruckprozessen, die mit Feuchtung erfolgen, konnte ein unmittelbar hemmender Einfluss auf das Farbnebelverhalten festgestellt werden mit dem gegenläufigen Effekt, dass ein unmittelbares Spritzen der Druckfarbe gefördert wird [42].

Berichte aus der Praxis lassen des Weiteren nicht ausschließen, dass auch die Umgebungsbedingungen, wie die Temperatur und Luftfeuchtigkeit, das Nebeln und Spritzen der Druckfarbe mit beeinflussen, woraus weiterhin zu vermuten ist, dass auch elektrostatische Vorgänge - unmittelbar oder mittelbar - Einfluss auf das Spritzen und Nebeln der Druckfarbe in einer Rotationsdruckmaschine haben.

Produktivitätssteigerung bei Rollenrotationsdruckmaschinen führt im Allgemeinen zu weiter anwachsenden Druckgeschwindigkeiten. Unmittelbar verbunden damit ist die Gefahr der vermehrten Neigung der Druckfarbe zu einem „Spritzen“ und „Nebeln“. Dieses Phänomen kann sich negativ auf die Druckerzeugnisse niederschlagen und somit leicht zu Ausschuss führen. Die entstehenden Aerosole und Farbspritzer verursachen ferner Verschmutzungen in der Druckmaschine und zwingen zu häufigem Reinigen. Weiterhin ist nicht auszuschließen, dass damit - mittelbar oder unmittelbar - auch arbeitshygienische Hemmnisse auftreten können.

Ein Farb-Nebeln und Farb-Spritzen speziell in den schnelllaufenden Rollenrotationsdruckmaschinen zu vermeiden, hat daher durchaus wirtschaftliche Bedeutung, da sich die Arbeitsbedingungen verbessern, weil aufwendige Reinigungsarbeiten, Kapselungen und/oder arbeitshygienische Hemmnisse wie Aerosolbildung reduziert werden.

2 Problemstellung

Mit sehr unterschiedlichen Verfahren und Vorgehensweisen wurde bislang versucht, ein „Spritzen“ und „Nebeln“ von Druckfarben zu reduzieren. Vielfach wurde durch Verändern der Farbzusammensetzung das Ziel verfolgt, die rheologischen Eigenschaften von Druckfarben in der Weise zu beeinflussen, dass es zur Ausbildung von kürzeren Farbfäden an nippauslaufseitigen Walzenspalten kommt. Damit sollte erreicht werden, dass die Farbfäden infolge der frühzeitigeren Farbspaltung möglichst nur einmal zerreißen, was mit einem Vermindern der Farbtröpfchenbildung verbunden ist. SOUTHARD [20] verringerte dazu den prozentualen Anteil an Tensiden in den Druckfarben, um damit ein Vermindern der Aerosolbildung zu bewirken. MCKAY [28] hoffte hingegen, durch Verändern sowohl der Pigmentgröße als auch des Pigmentanteils in der Druckfarbe das Farbnebeln zu reduzieren. Den entstandenen Farbnebel mit Hilfe eines aktiven Verfahrens auf die Walzenoberflächen zurückzudrängen, versuchte AONYMOUS [21] durch das Bestrahlen der Farbtröpfchen mit Luft (Air Jets). Letztlich konnte nur das Verwenden von Luftfiltersystemen in Druckereien mit einigem Erfolg die Aerosolbildung im Raum reduzieren [22, 23, 24].

Einen gänzlich anderen Weg bestritten REIF, WALKUP und WARNER bereits 1964 [19, 27]. Durch Ausnutzen des Coroneffekts konnte ein unipolarer Strom an freien Ladungsträgern zwischen einer Drahtelektrode, die längs des auslaufseitigen Walzennipps gespannt wurde, und geerdeten Farbwerkswalzen erzeugt werden. Ein Ionisieren der nippauslaufseitig austretenden Farbtröpfchen war die Folge. Es gelang hierdurch die elektrostatisch geladenen Farbtröpfchen in Richtung des elektrischen Feldes auf die Walzenoberflächen zurückzuführen. Das Verfahren bewirkte eine Reduzierung von 90% bis 95% des Farbnebels [29].

Die Untersuchungen erfolgten mit negativen Gleichspannungen in einer Größenordnung von 15 KV bei einem Stromfluss von etwa 20 mA. Als nachteilig zeigte sich, dass sich durch die großen Potentialdifferenzen und relativ hohen Ströme die rheologischen Eigenschaften einiger Druckfarben, vorzugsweise Buntfarben, veränderten. Vereinzelt trat zusätzlich ein veränderter Farbfluss in der Versuchsdruckmaschine ein, was zur Beeinträchtigung des Druckerzeugnisses führte. Abhilfe brachte das Anlegen von Wechselfspannungen an die Drahtelektroden, wodurch die mittelbar nachteiligen Gegebenheiten, die sich bei Verwendung von Gleichspannungen einstellen, behoben werden konnten. Jedoch zeigte sich, dass sich ein Farbnebeln auch nur weniger reduzieren ließ. Letztlich konnten die Verschmutzungen in den Druckmaschinen und die arbeitshygienischen Hemmnisse, zu denen auch die Aerosolbildung zu rechnen ist, nicht zufriedenstellend behoben werden.

2.1 Zielsetzung dieser Arbeit

Die voranstehenden Ausführungen zeigten, dass bis heute keine letztlich zufriedenstellende, praxisgerechte Maßnahme bekannt ist, um die Phänomene “Spritzen” und “Nebeln” im laufenden Druckprozess ganz oder wenigstens weitgehend auszuschalten.

Zielsetzung dieser Arbeit war es, aufbauend auf den Untersuchungen von REIF, WALKUP und WARNER [19] die physikalischen Abläufe, die in einem Offsetfarbwerk bei einer Ionisation von Farbtröpfchen mittels Corona-Entladungen unter Verwendung von negativen Gleichspannungen auftreten, umfassend experimentell zu untersuchen und mit Hilfe eines analytischen Modells zu beschreiben. Die neu hinzugewonnenen Erkenntnisse sollen als Grundlage dienen

zur Entwicklung einer praxisgerechten Zusatzkomponente für eine Rollenrotationsdruckmaschine, um mit deren Hilfe gezielt eine Reduzierung des Farbnebels - unabhängig sowohl von den besonderen Eigenschaften der Druckmaschine als auch der verwendeten Druckfarbe - zu erreichen.

In Kapitel 3 werden zunächst die prinzipiellen physikalischen Abläufe und Besonderheiten von negativer Corona-Entladung vorgestellt.

Die experimentellen Untersuchungen sind Gegenstand des Kapitels 4. Nach einer Beschreibung der eigens für diese Untersuchungen entwickelten Versuchsaufbauten erfolgt die Darstellung der experimentellen Ergebnisse.

Im nachfolgenden Kapitel 5 wird ausführlich auf die Herleitung eines analytischen Modells - aufbauend auf der kinetischen Gastheorie - zum Verifizieren der Untersuchungsergebnisse entsprechend Kapitel 4 eingegangen.

In Kapitel 6 erfolgt - unter Berücksichtigung des im vorangegangenen Kapitel hergeleiteten Modells - die numerische Berechnung der mittleren Anzahl Elektronen, die ein Farbtröpfchen im Feld der Corona einfängt, sowie der notwendigen mittleren Anzahl an Elektronen, die ein bewegtes Farbtröpfchen benötigt, um im Feld der stationären Corona-Entladung eine effektive Bremswirkung zu erfahren. Der Vergleich zwischen diesen beiden Werten zeigt, ob der Bahnweg des Farbtröpfchens im Feld der Corona-Entladung mittels den am Farbtröpfchen angreifenden elektrischen Feldkräfte beeinflussbar ist.

Der zeitveränderliche Bahnweg eines Farbtröpfchens im Feld der Corona wird in Kapitel 7 mathematisch untersucht.

3 Corona-Entladung, physikalische Grundlagen

3.1 Elektrische Leitfähigkeit in Gasen

Gase sind unter gewöhnlichen Bedingungen, wenn sie keinem elektrischen Feld ausgesetzt sind, gute Nichtleiter. Sie verlieren jedoch diese Eigenschaft, wenn das sie durchflutende elektrische Feld eine bestimmte Stärke übersteigt. Durch Ionisation wird ein Teil der Gasatome in positive Ionen und Elektronen aufgespalten, die sich im elektrischen Feld entsprechend ihrer Ladung zur positiven bzw. negativen Elektrode bewegen. Mit Zunahme der Spannung zwischen den zwei Elektroden im Gasraum werden die freien Elektronen während ihrer Flugzeit t_e durch die Feldkräfte immer stärker beschleunigt. Das Elektronengas kann durch elastische Stöße mit neutralen Gasatomen Energie akkumulieren, seine mittlere Geschwindigkeit wächst an, wenn elastische Stöße dominieren. Beim Eintreten von Stößen zwischen den Elektronen und Atomen bzw. Molekülen mit ihrer sehr viel größeren Masse sind zwei Fälle zu unterscheiden. Entweder kommen im Atom keine Veränderungen vor, und das Elektron ändert seine Geschwindigkeit nicht merklich, oder das Elektron gibt den gesamten Vorrat oder einen Teil seiner kinetischen Energie an das Atom ab und regt dabei letzteres an und/oder ionisiert es. Die erste Art des Stoßes wird als elastischer Stoß bezeichnet. Stöße, die eine Übergabe von kinetischer Energie des Elektrons an das Atom in Form von Anregungs- oder Ionisationsenergie zur Folge haben, werden unelastische Stöße genannt. Zur völligen Ablösung eines Elektrons muss dem Atom der notwendige Energiebetrag zugeführt werden. Tabelle 1 stellt diese typische äußere Eigenschaft für einige Elemente dar. Sie gibt die notwendige Ionisierungsspannung U_i zum Ablösen der jeweils äußeren, kernfernen Elektronen wieder [14].

Ordnungs- zahl	Element	U_i [V]	Ordnungs- zahl	Element	U_i [V]
1	H	13,53	14	Si	7,39
2	He	24,45	15	P	10,30
3	Li	5,37	16	S	10,31
4	Be	9,50	17	Cl	12,96
5	B	8,34	18	Ar	15,70
6	C	11,21	19	K	4,32
7	N	14,47	20	Ca	6,09
8	O	13,56	21	Sc	6,57
9	F	18,60	22	Ti	6,81
10	Ne	21,48	23	V	6,76
11	Na	5,11	24	Cr	6,74
12	Mg	7,61	25	Mn	7,40
13	Al	5,96	26	Fe	7,83

Tabelle 1: Ionisierungsspannung der Elemente (Schpolski [14], S. 290)

Besitzt ein Elektron eine Energie, die geringer als die notwendige Ionisationsenergie eines Atoms oder Moleküls ist, und kommt es ferner zu einem Zusammenstoß zwischen dem Elektron und dem Gasteilchen, so erfährt das Gasteilchen nur eine Anregung derart, dass ein Elektron seiner Elektronenhülle aus dem energetischen Grundzustand herausgehoben wird, die Elektronenhülle aber nicht verlässt, so dass das angeregte Gasteilchen nach wie vor elektrisch neutral ist. Innerhalb des Gasteilchens kann das Elektron dabei nur ganz bestimmte diskrete Energieniveaus annehmen, in denen es in den meisten Fällen nur eine kurze Zeit verweilt. Aus

diesen atomaren Energiezuständen kehrt das Elektron nach ca. 10^{-10} bis 10^{-7} s zurück in den Grundzustand, wobei ein Strahlungsquant entsteht [9, 18]. Die Energie eines Photons mit der Frequenz ν beträgt dabei

$$W_p = h \cdot \nu . \quad (3.01)$$

Ist die Elektronenenergie größer als die Ionisierungsenergie U_i (Tabelle 1), erfolgt Ladungsträgererzeugung. Die durch die Ionisation frei werdenden Sekundärelektronen werden im elektrischen Feld gleichermaßen beschleunigt, die Gasionisierung wächst lawinenartig an. Unelastische Stöße zwischen Elektronen und Gasmolekülen entsprechen dem vorzugsweise vorkommenden Ionisationsprozess beim Erzeugen von Ladungsträgern mittels Corona-Entladung. Elektronen, die nicht von der Anode angezogen oder durch Ionisationsprozesse eingefangen werden, diffundieren in das umgebende Gas [9, 13].

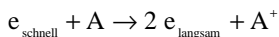
Ist die Energie der Photonen kleiner als die notwendige Ionisationsenergie, so gilt die Beziehung $e \cdot U_i > h \cdot \nu$, es erfolgt eine Absorption der Photonen durch die Gasmoleküle und im weiteren Verlauf eine Reemission von Photonen. Von der erzeugten Strahlung wird dabei nur ein kleiner Teil von den Gasatomen bzw. Gasmolekülen absorbiert, ein Großteil erreicht die Elektrode bzw. die umgebenden Medien. Treffen die Photonen dabei mit einer ausreichenden Energie auf die sie umgebenden Metalloberflächen, so folgt Elektronenemission aus den Oberflächen [13].

Neben den Resonanzniveaus eines angeregten Atoms gibt es auch Niveaus, in denen das aus seiner ursprünglichen Position innerhalb der Elektronenhülle angehobene Elektron lange Zeit verweilen kann. Sie werden als metastabile Zustände des Atoms

bezeichnet und spielen bei Gasentladungen eine wichtige Rolle. Zunächst kann ein metastabiles Gasmolekül, welches durch den unelastischen Stoß mit einem Elektron in diesen metastabilen Zustand versetzt worden ist, durch ein zweites auftreffendes Elektron ionisiert werden. Jeder der beiden Zusammenstöße erfordert dabei weniger Energie als es der Ionisierungsenergie entspricht. Die Ionisierungsenergie kann weiter auch bei einem zufälligen Zusammenstoß zweier metastabiler Gasmoleküle aufgebracht werden, wenn die Summe der beiden Überschussenergien größer als die Ionisierungsenergie eines Gasmoleküls ist. Dann entsteht in der Summe ein neutrales Gasmolekül, ein positives Ion und ein freies Elektron. Schließlich können in Gasgemischen auch einzelne metastabile Atome einen Beitrag zu dem Gesamtionisierungsprozess liefern, wenn ein metastabiler Zustand des einen Atoms über dem Ionisierungsniveau eines anderen Atoms liegt [18].

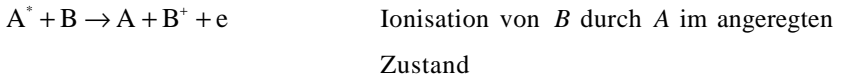
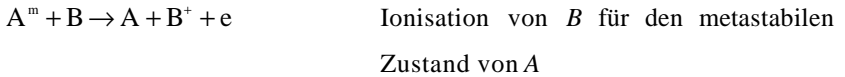
Nach LOEB [9] ergibt sich folgende formale Darstellung der unterschiedlichen Reaktionen, die in einem Gas bei Eintritt einer Corona-Entladung auftreten können:

- a.) Für Elektronen, die mittels elastischer Stöße mit neutralen Gasatomen eine Energie akkumulieren, die größer oder gleich der Ionisierungsenergie W_i eines Atoms A ist, gilt:



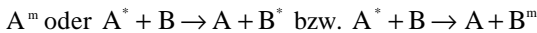
Die formale Darstellung beschreibt den dominanten Ionisationsprozess in Corona-Entladungen.

- b.) Unter der Annahme, dass die Energie eines Atoms bzw. Moleküls A im metastabilen Zustand W_m oder im angeregten Zustand W_e (metastabilen Zustand A^m , angeregten Zustand A^* , Ionisation A^+) größer oder gleich der Ionisierungsenergie W_i eines Atoms B oder Moleküls BB sei, gilt:

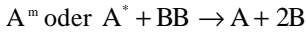


Der Ladungsaustausch mit einem neutralen Atom ist eine der häufigsten Reaktionen bei vielen beteiligten Atomen, wobei die beteiligten Teilchen auch von der gleichen Art sein können.

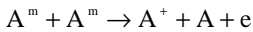
- c.) Befindet sich ein Atom A in einem metastabilen oder auch nur in einem angeregten Energiezustand und entspricht das zugehörige Energieniveau nicht der Ionisierungsenergie eines Atoms B oder auch Moleküls BB , dann können folgende Reaktionen eintreten:



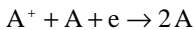
Im Fall, dass das Energieniveau ausreicht, das Molekül BB zu trennen, folgt:



Weiterhin tritt Ionisation beim Zusammenstoß zweier metastabiler Atome auf, falls die Summe der beiden Überschussenergien größer als die Ionisierungsenergie eines Atoms ist.



Das aufgrund der Gasentladung nicht im Gleichgewicht befindliche Elektronen- bzw. Ionengas ist bestrebt, mittels Diffusion der Teilchen sich dem thermodynamischen Gleichgewichtszustand anzunähern. Der physikalische Vorgang der Teilchendiffusion ins Feld der Corona entspricht dem dominanten Rekombinationsprozess der Teilchen bei Corona-Entladungen. Ferner treten häufig Volumenrekombinationen ein. Dies bedingt, dass ein ionisiertes Atom, ein neutrales Atom und ein Elektron miteinander wechselwirken.



3.2 Corona-Entladung

Die Corona-Entladung stellt eine besondere Form der Gasentladung dar. Sie zeichnet sich aus, dass sie selbständig verläuft und in einem weiten Druckbereich einschließlich Gashochdruck auftreten kann [9, 10]. Corona-Entladungen entstehen, wenn das elektrische Feld der Entladungsstrecke infolge eines kleinen Krümmungs-

halbmessers mindestens einer der beiden Elektroden sehr inhomogen ist. Die Ionisation sowie das Leuchten des Gases erfolgt lediglich im nahen Umfeld der Elektrode. Diese Schicht nennt man Coronahaut. Außerhalb des Ionisationsraums im feldschwachen Gebiet der Corona-Entladung kommt es nicht oder nur sehr selten zu unelastischen Stößen zwischen Elektronen und Gasmolekülen [13].

Im Verlauf von Corona-Entladungen ist mit einer Veränderung des Gases infolge chemischer Reaktionen zu rechnen. Viele chemische Reaktionen erfordern für ihr Zustandekommen eine gewisse Aktivierungsenergie, die ihnen bei dieser Art mit fortschreitender Gasentladung durch das Erzeugen einer großen Anzahl von Teilchen, bestehend aus angeregten Atomen und Molekülen, Ionen sowie mehr oder weniger schnellen freien Elektronen, mit ihrem jeweils großen Energievorrat zur Verfügung gestellt wird. Es ist damit leicht einzusehen, dass in einer Corona-Entladung eine ganze Reihe von Reaktionen viel leichter und bei einer niedrigeren Gastemperatur vonstatten gehen als unter gewöhnlichen Umständen. Es finden u.a. im Verlauf einer solchen Gasentladung chemische Reaktionen statt, die zur Bildung von Ozon oder Stickstoffoxyden in Luft führen können [4].

In der Praxis wird die Corona-Entladung für Elektrofilter und Elektroseparatoren genutzt. An Hochspannungsleitungen und an Teilen von Hochspannungsmaschinen wirkt sich die Corona-Entladung nachteilig aus, da sie Leistungsverluste bedingt [4,13].

Je nach Polarität der Spannung kann man unterscheiden zwischen positiver oder Anoden-Corona und negativer oder Kathoden-Corona. Zu ihrem Unterhalt benötigt eine Corona keine fremde Ionisationsquelle und entspricht damit in ihrer Art einer selbständigen Gasentladung. Damit eine selbständige Entladung einsetzt und erhalten werden kann, müssen die elektrischen Vorgänge im Gas der Bedingung

$$g \cdot \left(e^{\int_0^d a \cdot dx} - 1 \right) = 1 \quad (3.02)$$

genügen. Eine Entladung wird demnach selbständig, wenn die insgesamt von einem aus der Kathode ausgehenden Elektron auf dem Weg zur Anode erzeugte Anzahl von positiven Ionen ausreicht, um an der Kathode wieder ein Elektron auszulösen. g beschreibt darin das Auslösungsverhältnis, d.h. die Anzahl der im Mittel von einem Ion aus der Kathode befreiten Elektronen. Unter der Ionisationsanzahl bzw. dem Ionisationskoeffizient a versteht man die Anzahl der im Mittel von einem Elektron bezogen auf die Länge seines Stromwegs durch Stoß erzeugten Trägerpaare. Dies bedeutet, dass $a \cdot dx$ die Anzahl an Elektronen beschreibt, die jedes Elektron durch unelastische Wechselwirkungen erzeugt. d beschreibt die Schichtdicke längs der Kraftlinie, deren Feldstärke für die Ionisation durch Stöße erster Art genügend groß ist [11, 13, 18].

Die Entladungsformen werden wesentlich bestimmt durch die Elektrodenkonfiguration, die Gaszusammensetzung und die angelegte Spannung. Bei Gleichspannung können stationäre und intermittierende, pulsartige Entladungsformen auftreten; beide Entladungsformen unterscheiden sich grundsätzlich. Die Stromstärke der Corona-Entladung hängt im Allgemeinen von der Elektrodenspannung ab, den Bauformen (Krümmungsradien) und dem Abstand der beiden Elektroden sowie der Natur und der Dichte des Gases. Als Besonderheit dieser Art der Gasentladung bemerkt KAPZOW [13], dass sich die Corona-Entladung im Wesentlichen dadurch gegenüber anderen selbständigen Entladungsformen unterscheidet, dass ihre Stromstärke nicht durch den Widerstand eines äußeren Stromkreises bedingt ist, sondern durch die Leitfähigkeit des äußeren Entladungsgebiets beschränkt wird.

Bei den stationären Formen, die als positives bzw. negatives Glimmen bezeichnet werden, sind die eigentlichen Entladungsvorgänge mit Ionisierung und Anregung auf den kleinen Bereich hoher Feldstärke in der Umgebung der Corona-Elektrode beschränkt. Im Bereich niedriger Feldstärke, welcher den größten Teil der Gasstrecke umfasst, dominiert dagegen eine unipolare Ladungsträgerdrift von der Corona-Elektrode zur Gegenelektrode. Eine selbststabilisierende stationäre negative Corona ist oft nur möglich, wenn negative Ionen durch Elektronenanlagerung an Gasmoleküle gebildet werden können [9, 13].

Corona-Entladungen treten je nach den gegebenen Bindungen in einem begrenzten Spannungsbereich auf. Mit einem fortlaufenden Erhöhen der Elektrodenspannung, ausgehend vom Wert Null, erfolgt zunächst eine stromschwache unselbständige Dunkelentladung, die von der Restionisation abhängt. Mit einem weiteren Anwachsen der Spannung tritt beim Erreichen der Einsatzspannung ein merklicher Stromfluss auf, der mit zunehmender Spannung ansteigt. Ab einem gewissen Wert bildet sich eine Corona, die mit einem Leuchten der Gasmoleküle in unmittelbarer Umgebung der Elektroden verbunden ist. Eine Zunahme der Stromstärke ist dabei gleichzeitig mit einer Zunahme der Ladungsdichten verbunden, was wiederum zu einer Veränderung der Leuchtintensität führt. Wird die Spannung weiter erhöht, so geht schließlich die Corona-Entladung in die Funkenentladung über und es folgt ein Funkendurchbruch [9, 11, 13].

KAPZOW [13] beschreibt eine Funkenentladung der Form nach als ein Bündel grell verästelter dünner Kanäle, welche den Entladungsraum durchdringen und einzeln sehr schnell erlöschen, meist enden sie demnach dann irgendwo in der Entladestrecke. Das Einsetzen von Funkenentladungen erfolgt bei sehr hoher Zündspannung. Zuerst springen einzelne Funken über, sodann tritt eine schnellere Funkenfolge auf, die schließlich in eine Serie ununterbrochen aufeinanderfolgender Funken endet, die

oft in einen stationären Kanal einer Bogensäule übergeht. Nachdem die Entladungsstrecke von dem Funkenkanal durchbrochen ist, wird der Widerstand der Funkenstrecke sehr klein, was einen sehr starken Stromfluss bewirkt, so dass die Entladungsstrecke selbst nur noch eine sehr geringe Spannung enthält. Nach der Entladung steigt die Spannung zwischen den Elektroden wieder bis auf den ursprünglichen Wert an und der Funkendurchbruch wiederholt sich unter Bildung eines neuen Funkenkanals.

3.3 Intermittierende Erscheinungen in Corona-Entladungen

Aus Beobachtungen ist bekannt, dass Corona-Entladungen an einer Drahtelektrode eine Reihe intermittierender Erscheinungen auslöst: Schalleffekte, Bildung von helleuchtenden Punkten auf dem negativen Leiter, das Auftreten einzelner diskreter dünnerer, senkrecht zur Leitung gerichteter Streifen in der positiven Coronahaut. In atmosphärischer Luft, die Feuchtigkeit und Staub enthält, führt die negative Corona längs der Drahtelektrode bei kleinen Spannungen, die in etwa der Anfangsspannung der Corona entsprechen, zu intermittierenden Vorgängen, verbunden mit den visuell wahrnehmbaren punktförmigen Leuchterscheinungen an der Elektrode. Die Corona-Entladung ist auf einzelne Punkte in Gestalt kurzdauernder, periodisch aufeinanderfolgender Impulse konzentriert. In jedem dieser Punkte erreicht die Stromdichte ein Maximum während einer Periode des Impulses. Der Eintritt negativer Ionen in das äußere Gebiet der negativen Corona vollzieht sich durch einzelne starke Impulse, die in den Coronapunkten konzentriert sind. Dies führt zur Entstehung des elektrischen Windes, der das Gas in turbulente Bewegung versetzt [9, 13]. Die Diffusion der negativen Ionen und die turbulente Bewegung führen zu einer völligen Ausfüllung des äußeren Entladungsgebietes. Mit zunehmender Spannungs- und Stromstärke

vergrößert sich sowohl die Frequenz der Impulse als auch die Anzahl der Coronapunkte auf der Drahtelektrode. All dies führt zu einer Glättung der zeitlich und räumlich verteilten Stromschwankungen, bis sich das äußere Feld soweit verändert hat, dass in diesem Gebiet die Bildung und Ausdehnung von Funkenentladungen möglich wird.

Intermittierende Erscheinungen können auch in positiven Corona-Entladungen auftreten. Da im Rahmen dieser Arbeit nur die Einflussnahme negativer Corona-Entladungen auf die Farbtröpfchenbewegung untersucht wird, sei daher auf nachfolgende Literaturstellen verwiesen [9, 11, 13].

3.4 Mechanismus des Entladungsaufbaus

LOEB [9] und ZENTNER [36, 37] untersuchten experimentell die sich für negative Corona-Entladungen ändernden Raumladungsverhältnisse. Mit einsetzender Impulsentladung auf der Drahtelektrode verflüchtigt sich nach dem Abklingen des Entladungsimpulses die Raumladung und der Durchgriff des elektrostatischen Feldes auf die entladungsaktiven Gebiete nimmt allmählich wieder zu. Es kommt nachfolgend zum Eintritt neuer Entladungslawinen in steigender Zahl. Die dabei frei werdenden Elektronen wandern in Richtung der gegenüberliegenden Elektrode und hinterlassen eine Anzahl verhältnismäßig unbeweglicher positiver ionisierter Luftmoleküle. In dem durch die positive Ionenwolke verstärkten Feld erreichen die von der Drahtelektrode aus startenden Elektronen die Ionisierungsenergie vorzeitig. Das Gebiet intensiver Ionisation verschiebt sich in Richtung der Drahtelektrode. Größere und zahlreichere Lawinen sind die Folge, deren positive Ionen den Raumladungsschwerpunkt noch näher an die Drahtelektrode verlagern.

Mit Zunahme der positiven Raumladungsdichte beschleunigt sich der Prozess eine an Intensität ständig zunehmende Ionisationswelle läuft auf die Drahtelektrode zu [36]. In Fortpflanzungsrichtung sorgt die positive Raumladung für eine ständig wachsende Erhöhung der Feldstärke und garantiert eine steigende Zuwachsrate der Ionisierung. Auf der Oberfläche der Drahtelektrode sind nun für ein größeres Gebiet die zur Ionisation notwendigen Feldverhältnisse geschaffen worden und der Brennpunkt dehnt sich in radialer Richtung aus.

Untersuchungen von TRICHEL [35] haben gezeigt, dass die Anzahl positiver Ionen, die durch unelastischen Stoß zwischen freien Elektronen und Gasmolekülen entstehen, in dem Maße abnimmt, wie die Elektronen von der Kathode in die feldschwachen Regionen gelangen. Dabei wächst die Anzahl Elektronen mit beginnender Entladung nahezu exponentiell mit der Größe des Abstands von der Drahtelektrode an, bis das Feld zu schwach für weitere Ionisationen ist. Die langsamen Elektronen erreichen das feldschwache Gebiet außerhalb der Ionisationsfront und können nun von den Molekülen des Gases eingefangen werden. Es kommt zur Bildung von negativen Ionen. In Luft, unter atmosphärischen Bedingungen, kann es dabei zur Bildung von beispielsweise O^- , O_2^- , O_3^- , O_4^- , NO_2^- Ionen kommen [25]. Nach einer gewissen Anzahl von Stoßentladungen führt das Anhäufen mit negativen Ionen im feldschwachen Gebiet zur Ausbildung einer starken negativen Raumladung, die eine Wolke von positiven Ionen hinterlässt. Diese elektronegativen Moleküle lagern sich an, was zu einer unbeweglichen Raumladung führt, deren Dichte ständig zunimmt und deren Schwerpunkt sich gleichfalls in Richtung der Drahtelektrode verlagert [36]. Die positive Raumladung bewegt sich dabei unter Einfluss des Feldes weiter in Richtung der Drahtelektrode. Ohne weitere Annäherung an die Kathode ist gegen Ende des Impulsanstiegs die positive Raumladung nicht mehr in der Lage, die feldschwächende Wirkung der

negativen Ionenwolke vollständig zu überdecken. Die Feldstärke und damit die Ionisation nimmt ab, ein Teil der positiven Ionen erreicht die Kathode und wird neutralisiert. Die negative Ionenwolke gewinnt zunehmend an entladungshemmender Wirkung, der Entladestrom nimmt ab [35, 36]. Wenn die positive Ionenwolke einen Punkt sehr nahe an der Elektrode erreicht hat, endet die Ionisation. Die mittlere freie Weglänge der Elektronen ist dann nicht mehr ausreichend, um genügend Energie für einen unelastischen Stoß zu gewinnen. Einzelne positive Ionen besitzen hingegen eine kinetische Energie, die zur Auslösung einer geringen Anzahl an Elektronen aus der Oberfläche der Drahtelektrode reicht. Der damit verbundene schwache Strom führt erneut zum Anwachsen des Felds. Dieser oszillierende Charakter des Entladungsvorgangs basiert auf dem Phänomen, dass ein Großteil der positiven ionisierten Luftmoleküle in einem gewissen Abstand zur Kathode per Stoßionisation durch freie Elektronen erzeugt wird.

Mit fortschreitender Entladung wird gleichzeitig die Impulsform modifiziert, was die Eigenschaft einer negativen Corona-Entladung entscheidend mitprägt. Durch den Einsatz eines Abtast-Oszillographen konnte ZENTNER [36, 37] mittels Messungen zeigen, dass die Elektrodenspannung nicht nur einen Einfluss auf die Pulsfrequenz und die Amplitude von Impulsentladungen hat sondern ebenfalls auf den Impulsanstieg. Dies kann in einigen Fällen dazu führen, dass die Form einer Impulsentladung sich grundlegend verändert. Im Gebiet der intermittierenden Corona sind demnach für kleine Spannungswerte, im Bereich der unteren Existenzgrenze der impulsförmigen Entladung, die Impulsabstände derart groß, dass Raumladungen vorangegangener Entladungen ohne Einfluss auf den entstandenen Impuls sind. Mit ansteigenden Spannungswerten wird über einen größeren Raum die zur Ionisation notwendige Feldstärke geschaffen, was unmittelbar mit einem linearen Anwachsen der Impulsamplitude verbunden ist und sogleich zu einer Abnahme der Anstiegszeit führt. Im Ionisationsgebiet um die Drahtelektrode werden

nun zunehmend die Raumladungen vorheriger Entladung spürbar. Die Impulse mit großer Amplitude, die noch ein ungestörtes Feld vorfinden, werden immer seltener und weichen Impulsen mit kleinerer Amplitude und größerer Anstiegszeit, welche für stetig brennende Trichel-Entladungen üblich sind. Ein weiteres Anwachsen der Spannung führt daher nicht mehr wie im raumladungsfreien Fall zu einer Amplitudenvergrößerung, sondern bewirkt in dem stark raumladungsbeschwerten Entladungsgebiet eine Abnahme der Amplitude und ein deutliches Anwachsen der Anstiegszeit, was gleichbedeutend ist mit einem Überwechseln der impulsförmigen Entladung in eine stationäre Corona-Entladung bei einsetzender Glimmentladung.

Wie in Kapitel 3.2 bereits erwähnt, erzeugen Corona-Entladungen naturgemäß eine Vielzahl reaktiver Teilchen, welche die chemischen Eigenschaften des Gases nachhaltig verändern können. In Experimenten mit Impulsentladungen negativer Corona-Entladungen in Luft konnte GRAVENDEEL [25] zeigen, dass mit einsetzenden Impulsentladungen es zur Bildung von N_2 , O_2 , CO_2 , H_2O , O_3 und CO Molekülen in Luft kommt. Nach den Erkenntnissen von LOEB [36] sind in Luft, wo in einem sehr starken Maße Impulsentladungen vorkommen, alleinig O_2 Moleküle und der Vorgang ihrer Ionisation zu negativen O_2^- Ionen für das Einsetzen einer Impulsentladung verantwortlich. Der Bericht verweist weiter auf die Untersuchungen von WEISSER und BENNETT, die gezeigt haben, dass es in reinen H_2 und N_2 Gasen zu keinem Auftreten von Impulsentladungen kommt. Der Zusatz von O_2 Molekülen bewirkte hingegen das Auftreten von Impulsentladungen.

4 Experimentelle Untersuchung

Im vorangegangenen Kapitel 3 wurden grundlegende physikalische Eigenschaften von Gasentladungen, speziell die von Corona-Entladungen behandelt. Dieses Kapitel beschreibt die experimentellen Versuchsreihen in denen die im Auslauf der Walzenkontaktklinie eines farbführenden Walzenpaars entstehenden Farbnebelpartikel dem unmittelbaren Einfluss eines elektrischen Felds ausgesetzt wurden. Dazu diente ein eigens angefertigter Zweiwalzen-Versuchsstand, mit einer - in einem festen Abstand längs der auslaufseitigen Walzenkontaktklinie - vorgelagerten Stabelektrode oder wahlweise einer Drahtelektrode. Zwischen den Elektroden und Walzen liefert eine regelbare Hochspannung ein elektrisches Feld, dessen Feldstärke in der Umgebung der Drahtelektrode Werte erreichen kann, die für eine Corona-Entladung ausreichen.

4.1 Versuchsaufbau

Aus der Notwendigkeit, Hochspannung zu verwenden und den Corona-Entladungsstrom zu messen, leiten sich Konstruktion und Fertigung des individuell auf die Problemstellung angepassten Zweiwalzen-Versuchsstands ab. Die Versuchseinrichtung unterscheidet sich von konventionellen Zweiwalzen-Versuchsständen durch die, aufgrund der eingesetzten Hochspannung in Größenordnung einiger tausend Volt pro Zentimeter, nötigen Isolierung der einzelnen Komponenten sowie hinsichtlich der am auslaufseitigen Walzenripp vorgelagerten Drahtelektrode zum Erzeugen einer negativen Corona-Entladung, bzw. der Stabelektrode zum alleinigen Erzeugen eines elektrischen Feldes. Die

konzeptionelle Auslegung der Elektrodenkonfiguration des Zweiwalzen-Versuchsstands entspricht damit dem einer Stab-Walzen-Anordnung bzw. Draht-Walzen-Anordnung. Papierstreifen die als Mess-Streifen dienen, fangen die am Auslauf der Walzenkontaktklinien der beiden farbführenden Walzen herausfliegenden Farbtröpfchen auf. Die Mess-Streifen werden in einer festen Entfernung und Position zum auslaufseitigen Walzenspalt sowie der Drahtelektrode bzw. Stabelektrode - außerhalb des eigentlichen Entladungsraums - mittels einer Auffangeinrichtung fixiert. In Abbildung 4.1 ist der Zweiwalzen-Versuchsstand mit seinen wichtigsten Komponenten schematisch dargestellt. Die darin aufgeführten Komponenten werden im Weiteren explizit erläutert.

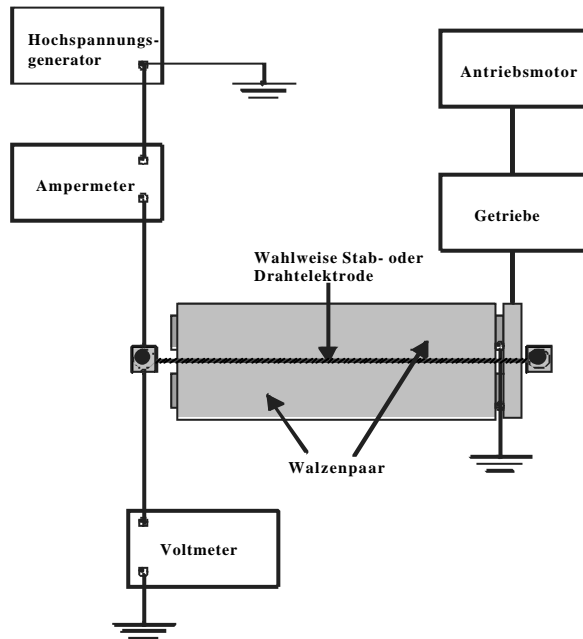


Abb. 4.1: Schematischer Versuchsaufbau des Zweiwalzen-Versuchsstands

- **Zweiwalzensystem**

Die Antriebswalze, die Zustellwalze und der Walzenantrieb stellen die drei wichtigsten Komponenten der Versuchseinrichtung dar. Sowohl die Antriebswalze als auch die Zustellwalze besitzen gleiche geometrische Abmessungen. Die Länge der Walzen beträgt 210 mm deren Durchmesser 72 mm . Im Betriebszustand rotieren die beiden Walzen gegensinnig. Die Zustellung der Walzen zueinander ist so ausgelegt, dass der Walzenspalt variabel gestaltet werden kann. Die exakte Zustellung des Walzenpaares erfolgte über eine Schlittenkonstruktion mit deren Hilfe die Zustellwalze an die ortsfeste Antriebswalze angepasst wird. Das Zustellen erfolgt mit Hilfe zweier Mikrometerschrauben, die sich jeweils an einer Seite der Lagerschale der ortsfesten Antriebswalze befinden. Dies ermöglicht einen stufenlosen zustellbaren Walzenspalt.

Um den Entladungsstrom zu messen, ist eine hinreichende Isolation des Walzenpaares gegenüber der Umgebung erforderlich, zum Vermeiden etwaiger Ladungsverluste. Die Lagerschalen der Antriebswalze und der Zustellwalze bestehen daher aus einem isolierenden Kunststoffmaterial. Mittels zweier Kohlebürsten werden die Ladungen auf den Walzenoberflächen über die Walzenzapfen abgeführt.

Die Zustellwalze wird über die Antriebswalze mittels zweier Stirnzahnräder aus Kunststoff angetrieben, die auf den jeweiligen Walzenzapfen aufgepresst, ein gegensinniges Rotieren des Walzenpaares ermöglichen. Die Antriebswalze ihrerseits wird per Zahnriemen über ein dazwischengeschaltetes stufenlos einstellbares Getriebe von einem Elektromotor angetrieben.

Antriebswalze und Zustellwalze besitzen praxisgerecht unterschiedliche Oberflächenbeschaffenheit. Die Antriebswalze ist aus Metall, die Zustellwalze ist mit einem 10 *mm* starken halbleitendem Bezugswerkstoff (Febolit) beschichtet. Beide Walzen wurden in den Testläufen auf Kontakt zueinander eingestellt.

- Hochspannungsquelle

Bei der Hochspannungsquelle handelt es sich um einen Hochspannungsgenerator der Firma Electro-Optical Instruments. Das Netzgerät liefert eine Gleichspannung von $U_{max} = 50 \text{ KV}$ bei einem Strom von maximal 1,5 *mA*.

- Farbtröpfchenmessung

Zum Messen der am Auslauf der Walzenkontaktlinien der beiden farbführenden Walzen austretenden Farbtröpfchen dient die Auffangvorrichtung entsprechend Abbildung 4.2. Der Papier-Mess-Streifen besitzt dabei ein festes Format von 60*110 *mm*² und ist damit um 100 *mm* kürzer als die Länge des Walzenpaares im Versuchsstand. Mit dieser Wahl des Formats des Mess-Streifens soll ein Verfälschen der Messwerte durch Störgrößen verhindert werden. Bei identischer Länge des Mess-Streifens mit der des Walzenpaares könnten Farbspritzer, verursacht durch das Auftreten von Schlepströmungen an den stirnseitigen Rändern des Walzenpaares, das Messergebnis beeinträchtigen. Ebenfalls wird die Störung des elektrischen Feldes durch die Fixierung der Drahtelektrode inklusive Zugfeder und ihrer Auswirkung auf die Farbtröpfchen in den Randgebieten nicht registriert.

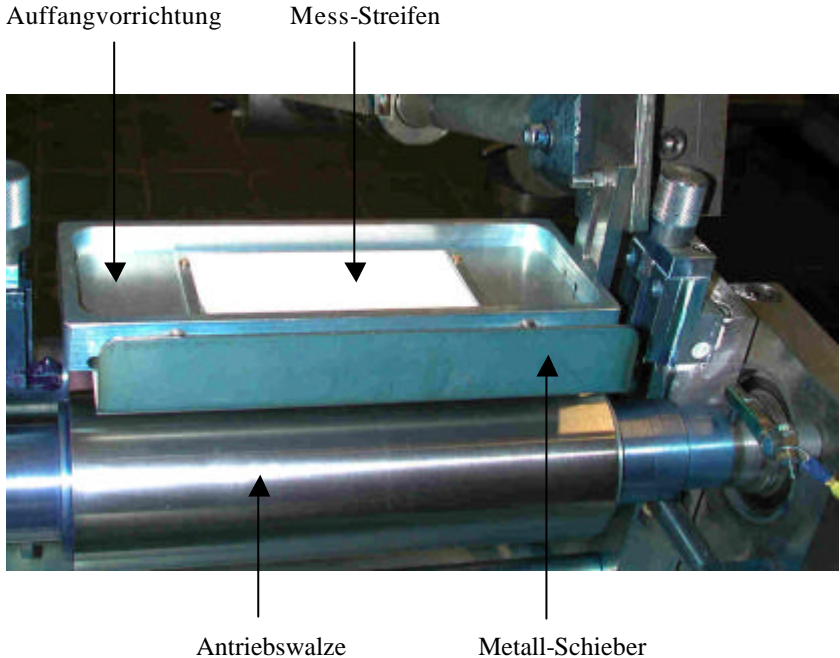


Abb. 4.2: Vorrichtung zum Auffangen von Farbtropfchen

Einen weiteren Vorteil bietet das gewählte Format bei der Auswertung der Messergebnisse, da die Abmessung der Mess-Streifen ein unproblematisches gravimetrisches Auswerten der gemessenen Farbtropfchenmengen mit Einsatz einer Präzisionswaage erlaubt.

Die Auffangvorrichtung ist oberhalb der Drahtelektrode in einem gleichbleibenden Abstand von 20 mm zu den Walzenoberflächen vorgelagert. Mit Hilfe eines Metallschiebers der sich auf der, den Walzen zugewandten Seite der Messvorrichtung befindet, ist eine Metallblende zu öffnen, die einen Farbtropfcheneinfang per Mess-Streifen über einen fest vorgegebenen Zeitraum

ermöglicht. Die Dauer eines Testlaufs erstreckte sich jeweils über einen festen Zeitraum von 30 Minuten.

- Drahtelektrode

Corona-Entladung bedarf eines inhomogenen elektrischen Felds. Daraus folgt, dass der Krümmungshalbmesser der Drahtelektrode sehr kleine Ausmaße besitzen muss. Das Elektrodenmaterial selbst hat keinen wesentlichen Einfluss auf die Corona-Entladung, sofern es homogen ist. ZENTNER [36] berichtete in seinen Ausführungen, dass Messungen an Wolfram-, Eisen-, Messing-, Kupfer- und Aluminiuelektroden keine Abhängigkeit der Anstiegszeit einer Impulsentladung von den Werkstoffeigenschaften der Elektrode zeigten. Gewählt wurde ein 0,1 mm starker Wolfram-Draht, dessen Länge 20 cm beträgt und der in einem gleichbleibenden Abstand von $s_{dw} = 2,5 \text{ cm}$ zum auslaufseitigen Walzennipp in axialer Richtung längs der Walzenkontaktzone isoliert gegenüber der Umgebung positioniert ist. Der Abstand der Drahtelektrode zu den Walzenoberflächen beträgt gleichbleibend $s_w = 1,25 \text{ cm}$. Eine Zugfeder, die zwischen Drahtende und Halterung fixiert ist, strafft zusätzlich die Drahtelektrode.

Um Verunreinigungen des Drahts vor beginnendem Testlauf auszuschließen, erfolgte vorab jeweils eine Politur der Elektrodenoberfläche. Schmutzpartikel in Form von Farbresten vorangegangener Testläufe auf der Elektrodenoberfläche könnten sonst eine lokale Schwächung des Feldes bewirken, was unmittelbar über einen verminderten Entladungsstrom die Messergebnisse verfälscht hätte [19]. Darüber hinaus war es unerlässlich, vor dem Testlauf die

Drahtelektrode auf fehlerhafte Stellen in Form von leichten Knickstellen zu überprüfen. Solch schadhafte Stellen würden sonst unmittelbar zum Auftreten eines lokal erhöhten inhomogenen Feldes führen, was im Experiment eine frühzeitig eintretende Funkenentladung verursacht, und damit die Messergebnisse verfälscht. Die schadhafte Drahtelektrode wurde gegen makellose Wolfram-Drähte ausgetauscht.

- Stabelektrode

Farbspaltungsvorgänge am auslaufseitigen Walzennipp führen zu Ladungstrennungen. Die elektrostatische Aufladung der Farbtröpfchen wird unter Verwendung eines stationären äußeren elektrischen Feldes untersucht. Ein Metallstab dient als Elektrode, der eine Stärke von 2 mm aufweist und in einem gleichbleibenden Abstand von $2,5\text{ cm}$ dem auslaufseitigen Walzenspalt längs der Walzenkontaktlinie, isoliert gegenüber der Umgebung vorgelagert ist.

- Walzenantrieb

Zum Antrieb des Walzensystems dient ein 3-Phasenmotor der Firma SEW, Bruchsal, mit einer maximalen Leistung von $0,37\text{ kW}$ und einer maximalen Drehzahl von 1400 Umdrehungen pro Minute. Die Umlaufdrehzahl des Walzenpaars wird mittels eines stufenlos stellbaren Getriebes geregelt, das zwischen Motor und Walzenpaar geschaltet ist. Das antriebs- wie auch lastseitige Drehmoment wird in beiden Fällen anhand eines Zahnriemens übertragen. Die Umlaufdrehzahl des Walzenpaars betrug in allen Testläufen gleichblei-

bend 530 Umdrehungen pro Minute, was einer Umfangsgeschwindigkeit von 200 *cm/s* entsprach.

- Modellfarbe

Als Modellfarbe diente ausschließlich die Offset-Farbe *RO-ZET Skalenblau Typ B* der Firma Gebr. Schmidt GmbH, Frankfurt, die erfahrungsgemäß vermehrt zu einem Farbnebeln und Farbspritzen neigt. Vor jedem Testlauf wurde das Walzenpaar, nach vorherigem gründlichen Reinigen seiner Oberflächen, mit einer fest vorgegebenen Farbmenge von 5 *ml* belegt, die nachfolgend, mittels geringer Umfangsgeschwindigkeit des Walzenpaars, sich gleichmäßig über deren Oberflächen verteilte.

4.2 Ladungstrennung bei Farbspaltungsprozessen

Aus Rollen-Rotationsdruckmaschinen sind beim Bedrucken nichtleitender Bahnmaterialien elektrostatische Entladungen hinlänglich bekannt. Ursache hierfür sind Ladungstrennungen, die zusammen mit Abwälvorgängen auftreten. In der Literatur ist das Auftreten von Entladungsvorgängen im Zusammenhang mit Druckfarbe in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur und der Luftfeuchtigkeit ebenfalls bekannt. Hierzu sei nur auf die wichtigsten Abhandlungen von FETSKO [16] und BLAYO [17] verwiesen. Daraus stellt sich die Frage, ob die bei einer Farbspaltung auftretenden elektrischen Ladungstrennungen sich eventuell nutzen lassen, einem Spritzen und Nebeln der Druckfarbe entgegenzuwirken.

Abbildung 4.3 stellt schematisch den verwendeten Versuchsaufbau dar. Die am Auslauf der farbführenden Walzen austretenden Farbtröpfchen wurden unmittelbar dem Einfluss des elektrischen Feldes zwischen der Stabelektrode und dem geerdeten Walzenpaar ausgesetzt. Mit elektrostatischer Aufladung der Farbtröpfchen, bedingt durch den Farbspaltungsprozess, war gegenüber dem feldfreien Raum ein sich ändernder Farbtröpfchenbahnweg zu erwarten. Explizit bedeutet dies, dass passend der Polarität des Feldes eine Bewegungsbeeinflussung entsprechend der prävalenten Polarität der ionisierten Farbtröpfchen, entweder mehrheitlich in Richtung der Walzenoberflächen oder aber der Drahtelektrode erfolgen muss.

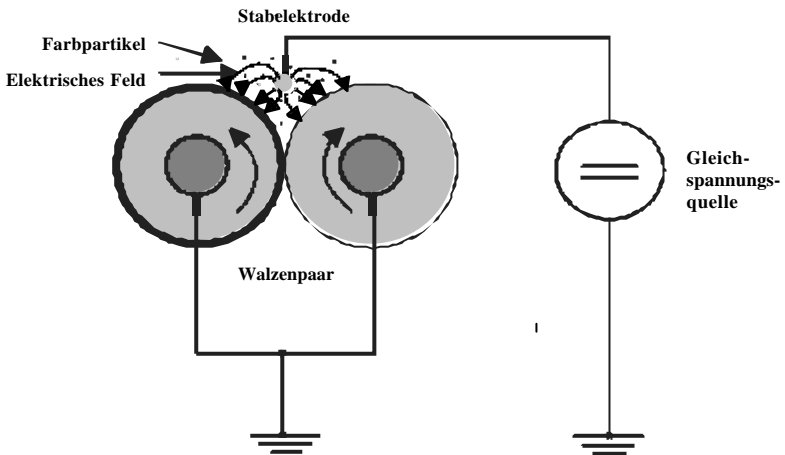


Abb. 4.3: Schematischer Versuchsaufbau, elektrisches Feld

Im Experiment betrug die Spannung zwischen der Stab-Walzen-Anordnung über die Dauer des jeweils 30-minütigen Testlaufs gleichbleibend zwischen 3000 und 7000 Volt. Um 1000 Volt erhöhte sich der Wert pro Testlauf. Beide Polaritäten wurden in

den Untersuchungen mitberücksichtigt. Die Umfangsgeschwindigkeit des Walzenpaares war gleichbleibend 200 cm/s .

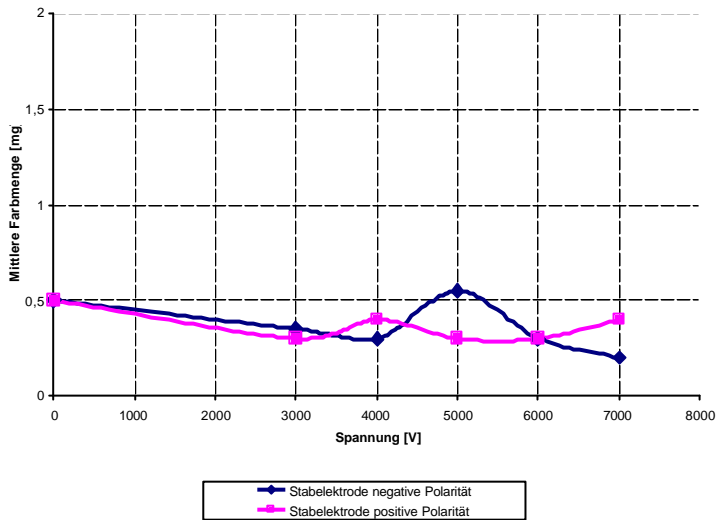


Abb. 4.4: Gravimetrisch bestimmte mittlere Farbmenge der Mess-Streifen in Abhängigkeit von der Potentialdifferenz

Abbildung 4.4 zeigt die gemessenen mittleren Farbmengen der Mess-Streifen anhand zweier fortlaufender Kennlinien für beide Polaritäten als Funktion der Elektrodenspannung. Traten ionisierte Farbtröpfchen in das elektrische Feld ein, so nahm die Menge der aufgefangenen Farbtröpfchen auf den Mess-Streifen geringfügig ab. Mit einer ausreichenden elektrostatischen Aufladung änderte damit ein Teil der ionisierten Farbtröpfchen ihre Flugrichtung mittels der elektrischen Feldkräfte. Ferner zeigt Abbildung 4.4, dass mit ansteigender Elektrodenspannung keine umfassende Rückführung der Farbtröpfchen auf die rotierenden Walzenober-

flächen möglich war. Auch konnten die Messungen keine eindeutige Auskunft bezüglich der prävalenten Polarität der Farbtröpfchen geben. Die Kennlinienverläufe lassen vermuten, dass es zu einer anteilmäßig annähernd gleich großen Anzahl von elektrostatisch positiv wie auch negativ geladenen Farbtröpfchen durch Farbspaltung kommt. Zusammenfassend gilt festzuhalten: Um Farbtröpfchen effizient auf die Walzenoberflächen rückzuführen, bedarf es einer zusätzlichen Ladungsquelle die eine umfassende unipolare Ionisation der Farbtröpfchen gewährleistet.

4.3 Ionisation der Farbtröpfchen mittels negativer Corona-Entladung

Die Experimente in Kapitel 4.2 verdeutlichten den Umfang der Farbtröpfchenaufladung infolge Ladungstrennung. Der Großteil der aufgrund von Farbspaltungsprozessen am auslaufseitigen Walzenspalt entstandenen Farbtröpfchen wird dabei gleichzeitig durch Ladungstrennung nur schwach elektrostatisch aufgeladen. Die elektrischen Feldkräfte üben somit keinen wesentlichen Einfluss auf die Bewegung der Farbtröpfchen aus. In den weiterführenden Experimenten dient die negative Corona-Entladung, die mit Anlegen hoher Gleichspannungen zwischen dem Walzenpaar und einer dazu vorgelagerten Drahtelektrode - in unmittelbarer Nähe der Drahtelektrode erzeugt wird - als ergiebige Ladungsquelle. Abbildung 4.5 stellt den schematischen Versuchsaufbau dar.

Die Umfangsgeschwindigkeit des gegensinnig rotierenden Walzenpaares betrug für die Dauer der jeweils 30-minütigen Testläufe gleichbleibend 200 *cm/s*. Die Experimente erfolgten für feste Spannungen zwischen 3000 und 9000 Volt mit schrittweiser Erhöhung um 1000 Volt je Testlauf.

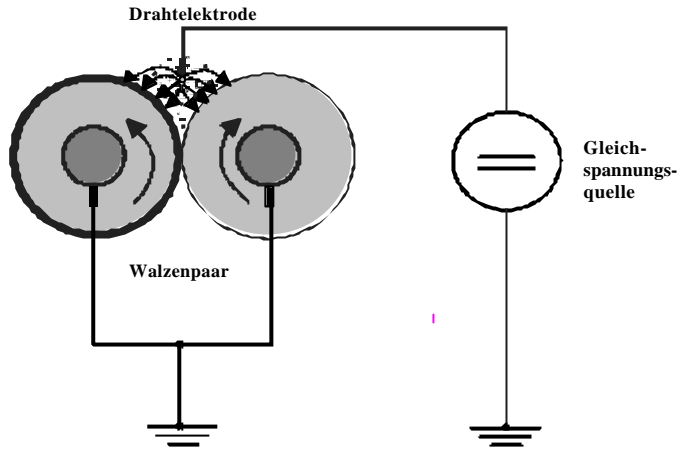


Abb. 4.5: Schematischer Versuchsaufbau, negative Corona-Entladung

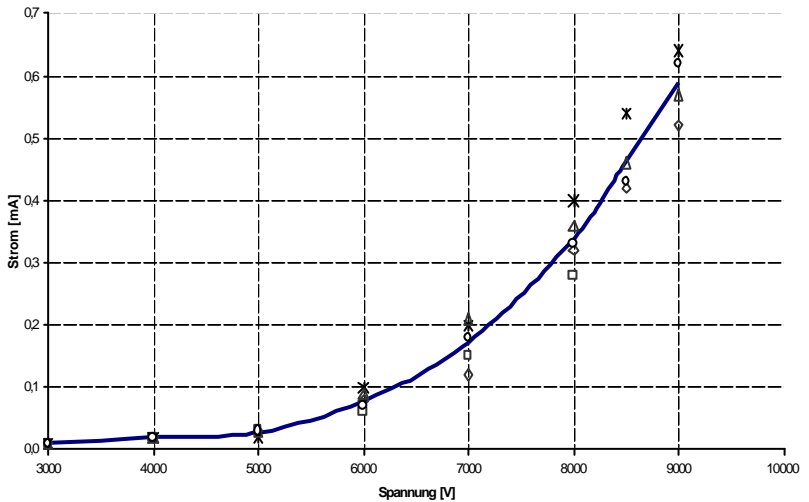


Abb. 4.6: Stromfluss zwischen Drahtelektrode und Walzenoberflächen in Abhängigkeit von der Potentialdifferenz

Abbildung 4.6 zeigt die gemessenen Entladungsströme pro Testlauf sowie den daraus berechneten mittleren Entladungsstrom per fortlaufender Kurve als Funktion des Potentials der Draht-Walzen-Anordnung. Mit steigender Spannung wuchsen die gemessenen Entladungsströme überproportional an.

Die Kennlinie des mittleren Entladungsstroms entspricht einer typischen Strom-Spannungs-Charakteristik, wie sie aus Messungen von Corona-Entladungen mit zylindrischen Leitern sogenannten „wire-to-plane systems“ [30, 31, 32, 33] oder auch an Spitze-Platte-Anordnung sogenannten „needle-to-plane systems“ bzw. „point-to-plane systems“ [9, 11, 34] bekannt sind.

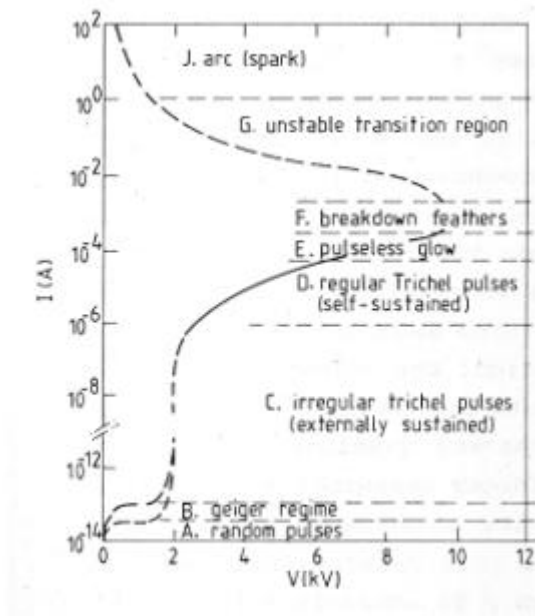


Abb. 4.7: Schematische Strom-Spannungsbeziehung in Luft bei atmosphärischem Druck für negative Corona-Entladungen [25]

Die einzelnen Gaszustände sowie deren Übergang von einer unselbständigen in eine selbständige Gasentladung hin zur Corona-Entladung sowie deren Entwicklung in eine Funkenentladung sind aus Abbildung 4.6 nicht explizit zu entnehmen. Ergänzend folgt daher die weiterführende Diskussion der elektrischen Vorgänge im Gas, anhand der Strom-Spannungs-Charakteristik nach GRAVENDEEL [25] gemäß Abbildung 4.7.

Abbildung 4.7 zeigt für die Bereiche A und B, die eine Vorstufe zur sich entwickelten Corona-Entladung darstellen, zunächst die mit beginnender Gasentladung eintretenden stromschwachen unselbständigen Dunkelentladungen. Der geringe Entladungsstrom entsteht vorzugsweise durch Feldemissionen an der Drahtelektrode, d.h. mit Anlegen bereits kleiner Spannungen zwischen der Draht-Walzen-Konfiguration treten aufgrund des „Tunneleffekts“ Elektronen aus der Drahtelektrode aus. Darüber hinaus bewirken kurzweilige Licht- und Höhenstrahlungen oder auch Strahlen die von radioaktiven Stoffen stammen, eine Ionisation des Gases. Diese Strahlungsarten sind ebenfalls - mit beginnender Gasentladung - imstande, Elektronen aus der Oberfläche der Elektrode auszulösen [18]. Mit einer weiter ansteigenden Potentialdifferenz treten an einzelnen Stellen, der mit negativer Polarität belegten Drahtelektrode, erste intermittierende Erscheinungen, in Form unselbständiger, zeitkurzer und unregelmäßiger Impulsentladungen auf (Bereich C.) [25, 33]. Sie entstehen in atmosphärischer Luft, die Feuchtigkeit und Staub enthält, zu Beginn der Gasentladung im Bereich kleiner Spannungen, die in etwa der Anfangsspannung der Corona entsprechen. Diese intermittierende Eigenschaft ist verbunden mit visuell feststellbaren, punktförmigen Coronaerscheinungen an der Elektrode [13]. Bereits 1938 wurden diese sehr zeitkurzen Impulsentladungen von TRICHEL [35] sehr ausführlich experimentell untersucht und erlangten damit den auch heute noch in Fachkreisen üblichen Namen „Trichel-Impulse“. Mit einem weiter anwachsenden Potential innerhalb der Elektrodenkonfiguration treten

periodische selbsterhaltende Impulsentladungen längs der Drahtelektrode auf (Bereich D.). Steigt die Spannung überdies an, erfolgt, dichtauf mit den damit einhergehenden ansteigenden Impulsfrequenzen, eine weitere Zunahme der Coronapunkte auf der Drahtelektrode. Die zeitlichen und räumlichen Stromschwankungen werden dabei zunehmend geglättet, die negative Corona weist eine immer kontinuierlichere und gleichbleibendere Entladung mit steigenden Spannungs- und Stromverläufen auf (Bereich E.), solange bis sich das Feld außerhalb der Corona infolge der permanenten Diffusion mit negativen Ladungsträgern soweit verändert hat, dass es in diesem Gebiet zur Bildung und Ausdehnung von Funkenentladungen kommt (Bereich F., G. und J.).

4.3.1 Bewegung der Farbtröpfchen im Feld der Corona-Entladung

In Tabelle 2 werden die relativ zur Elektrodenspannung U gemessenen Farbtröpfchenmengen m_{ges} aufgelistet. m_{ges} entspricht der bei einer Spannung U , aus der Anzahl der Messungen berechneten mittleren Farbmenge pro Mess-Streifen. Ferner ist der mittlere gemessene Entladungsstrom i pro Spannung aufgelistet.

U [V]	i [mA]	m_{ges} [mg]
0	0,00	0,62
3000	0,01	1,12
4000	0,02	1,64
5000	0,03	0,62
6000	0,08	2,66
7000	0,17	0,20
8000	0,34	0,04
8500	0,46	1,45
9000	0,53	15,66

Tabelle 2: Experimentell ermittelte durchschnittliche Farbmenge der Mess-Streifen sowie gemessener mittlerer Strom

Die Abbildungen 4.8 und 4.9 zeigen die in Tabelle 2 aufgelisteten Werte m_{ges} anhand jeweils einer fortlaufenden Kurve, als Funktion der Spannung bzw. des gemessenen mittleren Entladungsstroms.

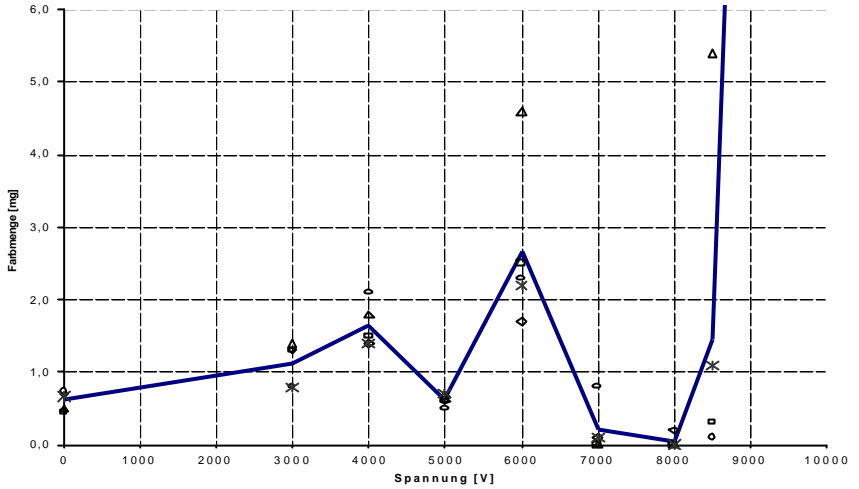


Abb. 4.8: Gravimetrisch bestimmte Farbtröpfchenmenge bezogen auf die Elektrodenspannung

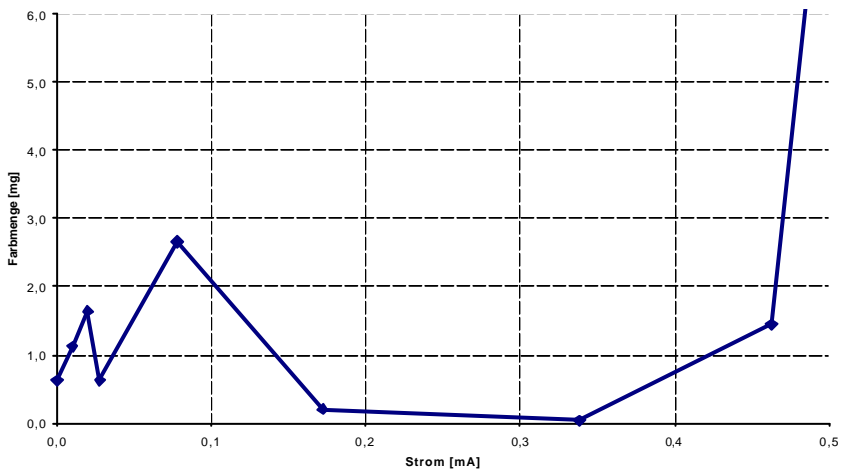


Abb. 4.9: Gravimetrisch bestimmte Farbtröpfchenmenge bezogen auf den Entladungsstrom

Darüber hinaus stellt Abbildung 4.8 die je Testlauf gemessenen Farbmengen dar. Mit steigender Spannung ändern sich m_{ges} sehr uneinheitlich.

Die in Kapitel 4.2 erfolgten Experimente haben gezeigt, dass in Folge Ladungstrennung bei der Farbspaltung die entstehenden Farbtröpfchen zu beiden Teilen weitestgehend gleichmäßig positiv wie auch negativ aufgeladen werden und ferner diese elektrostatische Aufladung als nur gering einzustufen ist. Damit durchquerten bei diesen Experimenten die Farbtröpfchen das Gebiet zwischen dem auslaufseitigen Walzenspalt und der Drahtelektrode weitestgehend unbeeinflusst durch die jeweils vorherrschenden elektrischen Feldverhältnisse der Gasentladung. Aus Abbildung 4.6 ist zu entnehmen, dass bis zu einer Spannung von 6000 Volt der jeweils vorherrschende Entladungszustand nur einen geringen Entladungsstrom erzeugt. Dieser Elektronenstrom der sich von der Drahtelektrode in Richtung der Walzenoberflächen ausbreitet, führt damit nur zu einer unwesentlichen negativen elektrostatischen Aufladung der Farbtröpfchen per Elektroneneinfang, d.h. bis zu einer Elektroden-spannung von 6000 Volt ist der Einfluss des elektrischen Feldes auf die Bewegung der Farbtröpfchen nur gering. Die am auslaufseitigen Walzenspalt entstehenden Farbtröpfchen bewegen sich damit weitgehend unbeeinflusst durch die jeweils vorherrschenden elektrischen Feldverhältnisse in Richtung der Drahtelektrode. Einige Farbtröpfchen treffen dabei auf die Drahtelektrode und sammeln sich an deren Oberfläche an. Diese Farbpartikel reagieren unmittelbar auf den Entladungszustand des Gases der sich mit einem Ändern der Elektroden-spannung einstellt. D.h. bis zu einer Spannung von 6000 Volt geben die gemessenen Farbmengen und damit die daraus berechneten Werte m_{ges} gemäß Tabelle 2, nicht den unmittelbaren Einfluss der Gasentladung auf die am auslaufseitigen Walzenspalt austretenden Farbtröpfchen wieder. m_{ges} resultiert vorzugsweise aus der Reaktion der auf der Drahtoberfläche angesammelten Farbe auf den jeweiligen Gasentladungszustand.

Mit dem Erhöhen der Spannungen von 3000 und 4000 Volt stellte sich eine Zunahme von sehr kleinen Farbpartikeln auf den Mess-Streifen ein. Dies weist darauf hin, dass infolge Elektronenemission aus der Drahtelektrode aufgrund von Feldemissionen eine Aufladung der auf der Oberfläche der Drahtelektrode befindlichen Farbpartikel erfolgte.

Bei 5000 Volt Elektrodenspannung konnten erste Impulsentladungen am blanken, farbfreien Draht beobachtet werden, was einsetzende Corona-Entladung charakterisiert. Die Entladung erfolgt dabei in Form einzelner unregelmäßiger intermittierender Stromimpulse. Mit Verwenden von Druckfarbe im Experiment verringerte sich die gemessene Farbmenge m_{ges} für 5000 Volt Elektrodenspannung. Dies deutet an, dass mit diesem Übergang der Gasentladung hin zur Corona-Entladung die auf der Drahtoberfläche befindlichen Farbpartikel eine geringe elektrostatische Aufladung erfahren.

Für eine Elektrodenspannung von 6000 Volt traten regelmäßige und flächendeckende Impulsentladungen längs der Drahtelektrode am blanken farbfreien Draht auf. Mit dem Einsatz von Druckfarbe im Experiment, folgte mit dem Anlegen einer Spannung von 6000 Volt zwischen dem Draht und den Walzenoberflächen eine deutlich zunehmende Farbmenge m_{ges} auf den Mess-Streifen, wie Abbildung 4.8 zeigt. Die gemessenen Farbpartikel auf den Mess-Streifen wiesen dabei ein deutlich größeres geometrisches Ausmaß auf, entgegen den Farbtröpfchen die für 3000 und 4000 Volt gemessen wurden. Es ist davon auszugehen, dass bei 6000 Volt Elektrodenspannung infolge der damit verbundenen impulsförmigen flächendeckenden Entladungen an der Drahtoberfläche ein vermehrtes Wegspritzen der Druckfarbe von der Drahtelektrode auf die Mess-Streifen verbunden ist.

Spannungen von 7000 und 8000 Volt innerhalb der Elektrodenkonfiguration bewirkten eine nahezu vollständige Rückführung der Farbtröpfchen auf die Walzenoberflächen, wie die Abbildungen 4.8 und 4.9 zeigen. Die gemessenen Entladungsströme betragen $0,17 \text{ mA}$ bzw. $0,34 \text{ mA}$ (Abbildung 4.6). Die Drahtelektrode überzog sich mit glimmender Haut, was eine stationäre Corona-Entladung kennzeichnete. Von der Drahtelektrode in Richtung der Walzenoberflächen floss ein nahezu stationärer Elektronenstrom. Die eigentliche Entladung mit Ionisation und Anregung beschränkte sich auf den kleinen Bereich hoher Feldstärke in der Umgebung der Drahtelektrode. Aus dem Walzenspalt austretende Farbtröpfchen erfuhren direkt eine umfassende negative Aufladung, was eine fast vollständige Umkehr der negativ geladenen Farbtröpfchen mittels der elektrischen Feldkräfte auf die Walzenoberflächen bewirkte.

Elektrodenspannungen von 8500 Volt und 9000 Volt führten zu einer sehr starken Zunahme der aufgefangenen Farbtröpfchen auf den Mess-Streifen (Abbildungen 4.8 und 4.9) sowie steigenden Entladungsströmen auf Werte von bis zu $0,53 \text{ mA}$ (Abbildung 4.6). Ein Erhöhen der Spannung von 8500 Volt und 9000 Volt bewirkte eine sich weiter ausdehnende Glimmhaut sowie ein zunehmendes Leuchten der Coronahaut, was gleichzeitig zu einer anwachsenden Diffusion von Elektronen führte. Im äußeren Entladungsgebiet der Corona-Entladung veränderten sich die elektrischen Feldverhältnisse. Photonemission bewirkte im äußeren Feld der Corona eine Ionisation der Gasmoleküle, was inhomogene Feldverhältnisse schaffte und den Eintritt von Funkenentladung ermöglichte, was teilweise im Funkendurchbruch endete. Unter molekularen Gesichtspunkten bewirkt eine Funkenentladung eine Elektronenlawine, die eine positive Raumladung von großer Dichte hinter sich lässt; diese führt zu einem Kanal guter elektrischer Leitfähigkeit, den sogenannten Streamern. Am Kopf dieses Kanals ergeben sich hohe Feldstärken, so dass dort die Stoßionisierung der Elektronen verstärkt wurde und sich die Entladung als Funke bis

zur Gegenelektrode rasch fortsetzte. Dazu trägt noch bei, dass die von den angeregten Atomen ausgehende Strahlung (Photonen) weitere Gasatome ionisiert. Das Auftreffen der Streamer auf den Walzenoberflächen bewirkte ein Wegspritzen der Druckfarbe von den Walzenoberflächen, was zu der überproportional großen Ansammlung von Farbpartikeln auf den Mess-Streifen führte.

4.4 Fotografische Dokumentation der Versuchsergebnisse

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Bilder stehen repräsentativ für die durchgeführten Experimente und veranschaulichen die gewonnenen Erkenntnisse aus Kapitel 4.3 exemplarisch anhand einer Versuchsreihe. Dargestellt wird das Verhalten der Farbtröpfchen mit sukzessiv anwachsenden Potentialwerten.



Abb. 4.10:

VR16: Referenzmessung 1



Abb. 4.11:

VR16: Referenzmessung 2

**Abb. 4.12:**

VR16: 3000 V; 0,01 mA

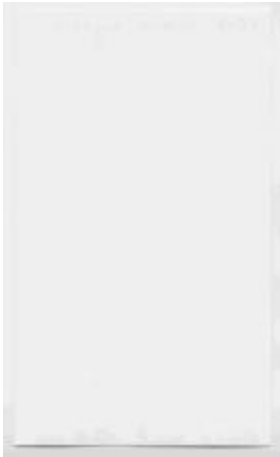
**Abb. 4.13:**

VR16: 4000 V; 0,02 mA

**Abb. 4.14:**

VR16: 5000 V; 0,03 mA

**Abb. 4.15:**VR16: 6000 V; 0,1 mA

**Abb. 4.16:**

VR16: 7000 V; 0,2 mA

**Abb. 4.17:**

VR16: 8000 V; 0,4 mA

**Abb. 4.18:**

VR16: 8500 V; 0,54 mA

**Abb. 4.19:**

VR16: 9000 V; 0,64 mA

Abbildung 4.10 und 4.11 zeigt das Messergebnis zweier Testläufe ohne elektrisches Feld und somit ohne Ladungsträgerdiffusion. Die Farbtröpfchen verteilen sich rein stochastisch über die Fläche der Mess-Streifen.

Die Abbildungen 4.12 und 4.13 stellen für Spannungen von 3000 auf 4000 Volt eine zunehmende Ansammlung kleinster Farbpartikel auf den Mess-Streifen dar. Infolge Feldemissionen werden die auf der Oberfläche der Drahtelektrode befindlichen Farbpartikel aufgeladen und über die Feldkräfte vorzugsweise vermehrt in Richtung der Mess-Streifen bewegt.

In Abbildung 4.14 ist bei 5000 Volt Elektrodenspannung auf den Mess-Streifen eine Abnahme der gemessenen Farbmenge gegenüber Spannungen von 3000 und 4000 Volt zu erkennen.

Abbildung 4.15 zeigt, dass 6000 Volt Elektrodenspannung eine Zunahme der gemessenen Farbmengen auf den Mess-Streifen gegenüber kleineren Spannungen bewirkt. Die gemessenen Farbpartikel wiesen vielfach größeres geometrisches Ausmaß auf, vgl. zu den gemessenen Farbtröpfchen in den Abbildungen 4.12 und 4.13. Das Wegspritzen der Farbe von der Drahtoberfläche auf die Mess-Streifen war dabei auf eine Zunahme der Impulsentladung zurückzuführen.

In den Abbildungen 4.16 und 4.17 ist für Spannungen von 7000 und 8000 Volt, bei stationärer Corona-Entladung, nahezu kein Farbtröpfchen auf den Mess-Streifen zu erkennen.

Für Spannungen von 8500 und 9000 Volt traten Funkenentladungen auf. Abbildung 4.18 und 4.19 zeigen den starken Einfluss der Streamer, der mit Auftreffen der Streamer auf den Walzenoberflächen zu einem Wegspritzen der Druckfarbe führte.

4.5 Bestimmen der mittleren Tröpfchengröße auf den Mess-Streifen

Die mittlere Farbtröpfchengröße wurde mittels eines Objektmikrometers auf den Mess-Streifen bestimmt. Das Objektmikrometer besteht aus einem Glasplättchen in dessen Zentrum sich eine Messskala der Länge 2 mm befindet, die in Einheiten zu $10\text{ }\mu\text{m}$ Schritten unterteilt ist. Die Auswertung der Mess-Streifen lieferte einen mittleren Tropfendurchmesser von näherungsweise $100\text{ }\mu\text{m}$. Dieser mittlere Tröpfchenradius wird in den nachfolgenden Berechnungen verwendet. Einen Auszug der fotografisch festgehaltenen Ergebnisse zeigen die Abbildungen 4.20 bis 4.22.

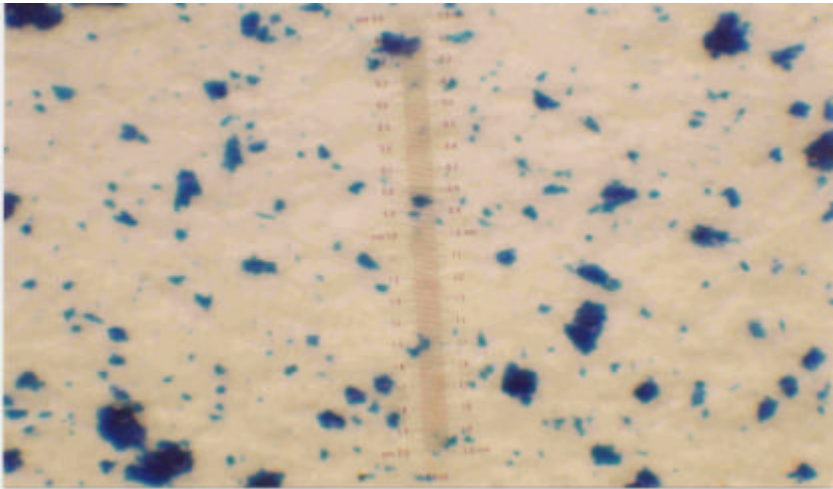


Abb. 4.20: Makroskopische Betrachtung: VR 17: Nr.: 3; 3000 V

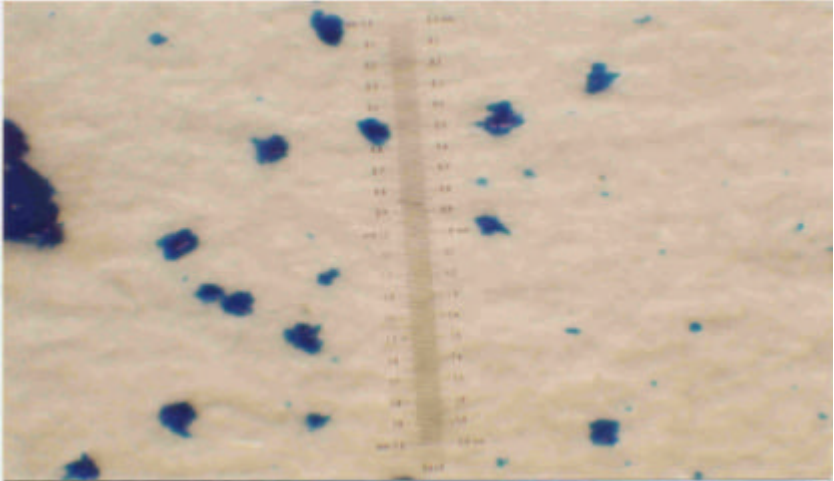


Abb. 4.21: Makroskopische Betrachtung: VR16: Nr.:4; 4000 V

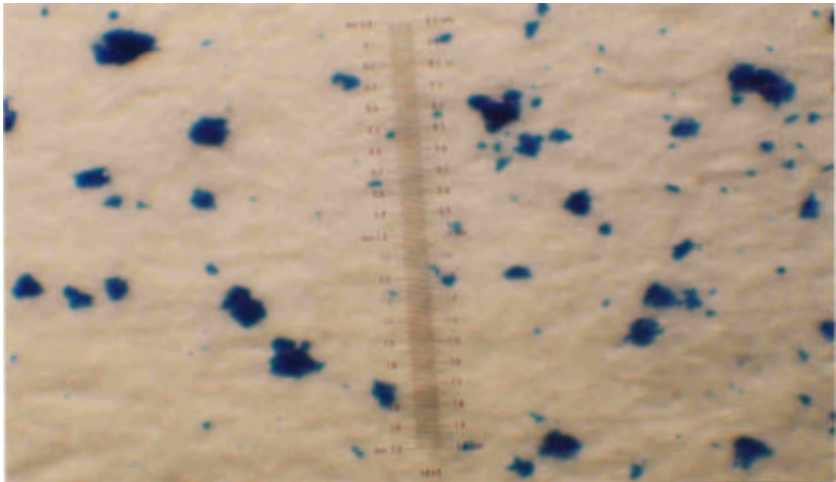


Abb. 4.22: Makroskopische Betrachtung: VR17: Nr.:6; 6000 V

5 Modellbildung

Um Entladung und Driftbereich der Teilchen sowie Ionisation und Bewegung der Farbtröpfchen zu beschreiben, wird ein Modell aus den drei relevanten Gasen, Elektronen-, Ionen- und Neutralgas hergeleitet, die miteinander in Wechselwirkung stehen. Elastischer Stoß, Teilchenerzeugung sowie Teilchenvernichtung ist anhand des Mehr-Gas-Modells mit zu berücksichtigen. Mittels der kinetischen Gastheorie ist der vollständige Entladungsprozess einer Corona-Entladung mathematisch beschreibbar. Dies verdeutlicht den essentiell wichtigen Stellenwert den die kinetische Gastheorie für die Corona-Entladung darstellt. Nachfolgend wird die Teilchen- sowie Impulsbilanz aus der kinetischen Gastheorie hergeleitet.

5.1 Grundbegriffe zur Bewegungsgleichung

Der momentane Bewegungszustand eines klassisch-mechanischen Systems lässt sich durch einen Bildpunkt in einem Phasenraum eindeutig festlegen. Das System besitzt je f -Koordinaten für die Lage q_1, q_2, \dots, q_f und den Impuls p_1, p_2, \dots, p_f des Bildpunkts. Diese $2f$ -Freiheitsgrade bilden damit den sogenannten Phasenraum des Systems. Der real mechanische Bewegungsablauf wird damit auf die Bewegung eines Bildpunktes auf einer Kurve im Phasenraum abgebildet, der sogenannten Phasenraum-Trajektorie [1, 3, 5, 6]. Besteht das klassisch-mechanische System aus sehr vielen gleichartigen, wechselwirkenden Teilchen, dann bezeichnet man den Phasenraum als **G-Raum**. Liegen zwischen diesen gleichartigen Teilchen keine Wechselwirkungen - mit Ausnahme von Stößen - vor, so dass diese sich unabhängig voneinander bewegen, so reicht die Betrachtung des für ein Einzelteilchen zugeordneten

Phasenraums aus, der bei rein translatorischer Bewegung 6-dimensional - bestehend aus 3 Lage- und 3 Impuls-Koordinaten - ist. Man bezeichnet den Phasenraum dann als *mRaum* [3, 5, 6]. Wegen der Unabhängigkeit der Teilchen kann in diesem speziellen Fall jedem Teilchen ein Phasenraum-Bildpunkt mit einer eigenen, von den anderen Teilchen unabhängigen Bewegung zugeordnet werden. Bei N-Teilchen liegen demnach N Phasenraum-Bildpunkte im gleichen *mRaum*.

Die Grundaufgabe der Statistik ist es nun, die Verteilung dieser Bildpunkte zu berechnen. Das wichtigste Werkzeug der kinetischen Theorie ist hierfür die Verteilungsfunktion $f(\vec{x}, \vec{v}, t)$, die als Wahrscheinlichkeitsdichte im *mPhasenraum* anzusehen ist. Aus der Definition folgt die Normierung

$$\iint f(\vec{x}, \vec{v}, t) \cdot d^3x \cdot d^3v = N, \quad (5.01)$$

worin N der Gesamtzahl an Teilchen entspricht [1, 6, 38] bzw.

$$\int f(\vec{x}, \vec{v}, t) \cdot d^3v = n, \quad (5.02)$$

wobei $n(\vec{x}, t)$ die Teilchendichte darstellt. $f(\vec{x}, \vec{v}, t)$ beschreibt damit den mikroskopischen Zustand des verdünnten, wechselwirkungsfreien Gases vollständig, unter der Voraussetzung, dass man mögliche Anregungen der inneren Freiheitsgrade der Teilchen nicht berücksichtigt [6]. Im Grenzfall für $t \rightarrow \infty$ wird die Verteilungsfunktion $f(\vec{x}, \vec{v}, t)$ alle Gleichgewichtseigenschaften eines Systems enthalten. Befindet sich das physikalische System im thermodynamischen Gleichgewicht, so muss die Verteilungsfunktion der Maxwell-Boltzmann-Verteilung

$$f_0(\vec{v}) = n \cdot \left(\frac{m}{2 \cdot p \cdot k \cdot T} \right)^{3/2} \cdot \exp\left(- \frac{m \cdot \vec{v}^2}{2 \cdot k \cdot T} \right) \quad (5.03)$$

genügen. Das Verwenden einer Verteilungsfunktion $f(\vec{x}, \vec{v}, t)$, in der die Lage \vec{x} und die Geschwindigkeit \vec{v} eines Teilchens als gleichzeitig scharf definierbare Variablen auftreten, weist die kinetische Theorie als eine klassische Theorie aus [1]. Sie unterliegt somit gewissen Beschränkungen bei ihrer Anwendung. So wird vorausgesetzt, dass die Temperatur des Systems so hoch ist und dessen Dichte so gering, dass die Teilchen zu lokalisierende Wellenpakete sind, deren Ausdehnung klein ist im Vergleich zum mittleren Teilchenabstand. Die Ausdehnung des Wellenpakets eines Teilchens mit einer thermischen Energie T , also die *de Broglie-Wellenlänge* l , muss damit klein sein im Vergleich zum mittleren Abstand der Teilchen [1, 6]

$$l = \frac{h}{\sqrt{2 \cdot m \cdot k \cdot T}} \ll \left(\frac{V}{N} \right)^{1/3}. \quad (5.04)$$

5.2 Bewegungsgleichung

Unter der Voraussetzung, dass permanent Teilchen in ein gegebenes Volumenelement eintreten und es wieder verlassen, geht man beim Entwickeln einer Bewegungsgleichung für den zeitlichen Verlauf eines Bildpunktes im Phasenraum davon aus, dass sich damit auch der mikroskopische Zustand des Gases und damit der Verteilungsfunktion $f(\vec{x}, \vec{v}, t)$ mit der Zeit ändern [5, 6]. Wird weiterhin

angenommen, dass keine molekularen Stöße in dem betrachteten Volumenelement auftreten, ist die totale zeitliche Änderung von $f(\bar{x}, \bar{v}, t)$

$$\frac{df(\bar{x}, \bar{v}, t)}{dt} = \frac{\partial f(\bar{x}, \bar{v}, t)}{\partial t} + \bar{v} \cdot \text{grad}_{\bar{x}} f(\bar{x}, \bar{v}, t) + \frac{\bar{F}}{m} \cdot \text{grad}_{\bar{v}} f(\bar{x}, \bar{v}, t) = 0, \quad (5.05)$$

wobei \bar{F} , die auf ein Teilchen wirkende Kraft und m dessen Masse ist. Werden Stöße zwischen den Teilchen in dem betrachteten Volumenelement mit berücksichtigt, so muss Gleichung (5.05) modifiziert werden, es folgt

$$\frac{\partial f(\bar{x}, \bar{v}, t)}{\partial t} + \bar{v} \cdot \text{grad}_{\bar{x}} f(\bar{x}, \bar{v}, t) + \frac{\bar{F}}{m} \cdot \text{grad}_{\bar{v}} f(\bar{x}, \bar{v}, t) = \left(\frac{\partial f(\bar{x}, \bar{v}, t)}{\partial t} \right)_{\text{coll}}. \quad (5.06)$$

Um dieser Vorstellung gerecht zu werden, muss die Voraussetzung gelten, dass das betrachtete physikalische System hinreichend verdünnt ist, so dass sich die Teilchen zeitlich überwiegend wie unabhängige, also nicht-wechselwirkende Teilchen bewegen und durch 2-Teilchen-Stöße nur von Zeit zu Zeit in neue Bahnen geraten. Diese Vorstellung beinhaltet weiterhin, dass die Stoßzeit τ groß gegenüber der Dauer eines Stoßes ist. Unter der Dauer eines Stoßes versteht man dabei diejenige mittlere Zeit, während derer sich zwei Teilchen so weit annähern, dass ihre gegenseitige Wechselwirkung den Bewegungsablauf wesentlich beeinflusst. Würden auch Gase einer höheren Dichte in dieser Vorstellung mitberücksichtigt, so könnten auch Wechselwirkungen zwischen drei und mehr Teilchen auftreten. Dieser Fall soll in den folgenden Überlegungen unberücksichtigt bleiben. Damit folgt die Boltzmann-Gleichung, gemäß FLÜGGE [43],

$$\begin{aligned}
& \left[\frac{\partial f(\bar{x}, \bar{v}, t)}{\partial t} + \operatorname{div}_{\bar{x}} \bar{v} \cdot f(\bar{x}, \bar{v}, t) + \operatorname{div}_{\bar{v}} \frac{\bar{F}}{m} \cdot f(\bar{x}, \bar{v}, t) \right] \cdot d^3v = \\
& = d^3v' \cdot \int_{-\infty}^{\infty} d^3v'_2 \cdot \int d^2\Omega \cdot \mathbf{s}'_{\Omega}(c) \cdot c' \cdot f'_2(\bar{x}, \bar{v}'_2, t) \cdot f'(\bar{x}, \bar{v}', t) - \\
& \quad - d^3v \cdot \int_{-\infty}^{\infty} d^3v_2 \cdot \int d^2\Omega \cdot \mathbf{s}_{\Omega}(c) \cdot c \cdot f_2(\bar{x}, \bar{v}_2, t) \cdot f(\bar{x}, \bar{v}, t)
\end{aligned} \tag{5.07}$$

wobei $d^3v_2 \cdot d^3v = d^3v'_2 \cdot d^3v'$ ist.

5.3 Transportvorgänge

Mit der Diffusion von elektrisch negativ geladenen Teilchen in das äußere feldschwache Coronagebiet, sind die Teilchen bestrebt dem thermodynamischen Gleichgewichtszustand möglichst nahe zu kommen. Ein Gas befindet sich im Gleichgewicht, wenn seine Verteilungsfunktion der Maxwell-Boltzmann-Verteilung nach Gleichung (5.03) entspricht. Die Temperatur, die Dichte und die mittlere Geschwindigkeit der Teilchen, besitzen für diesen speziellen Fall in jedem Punkt des betrachteten Raums einen gleichbleibenden Wert. Befindet sich ein Gas anfänglich nicht im Gleichgewicht, so kann es durch den Transport von Masse, Impuls und Energie von einem Teil des Gases zum anderen, sich diesem Idealzustand annähern. Der Transportmechanismus entspricht dabei dem molekularen Stoß zwischen den Teilchen. Die Reaktionen, die mit fortlaufendem Transportprozess zwischen den beteiligten makroskopisch messbaren physikalischen Größen eintreten, lassen sich in Form von Erhaltungssätzen mathematisch formulieren.

5.3.1 Erhaltungssatz

Der Erhaltungssatz als Funktion des Ortes und der Zeit basiert auf makroskopischen Messgrößen, die durch Mittelwertbildung von Masse, Impuls und Energie folgen. Es sei $\mathbf{c}(\bar{x}, \bar{v}, t)$ die Eigenschaft eines einzelnen Teilchens, dass sich zur Zeit t am Orte \bar{x} befindet und die Geschwindigkeit \bar{v} hat. Den Mittelwert von \mathbf{c} am Ort \bar{x} gewinnt man durch Integration von $f(\bar{x}, \bar{v}, t)$ über das Element der Geschwindigkeit d^3v .

$$\langle \mathbf{c}(\bar{x}, t) \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} d^3v \cdot \mathbf{c} \cdot f(\bar{x}, \bar{v}, t)}{\int_{-\infty}^{\infty} d^3v \cdot f(\bar{x}, \bar{v}, t)} = \frac{1}{n} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} d^3v \cdot \mathbf{c} \cdot f(\bar{x}, \bar{v}, t) \quad (5.08)$$

Damit folgt der Erhaltungssatz einer mikrodynamischen Bewegungsgleichung der kinetischen Gastheorie, die in Gestalt der Boltzmann-Gleichung gewählt wird. Durch Multiplikation beider Seiten der Boltzmann-Gleichung (5.07) mit \mathbf{c} und Integration über die Teilchengeschwindigkeit d^3v folgt:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (n \cdot \langle \mathbf{c} \rangle) + \operatorname{div}_x (n \cdot \langle \mathbf{c} \cdot \bar{v} \rangle) - n \cdot \langle \bar{v} \cdot \operatorname{grad}_x \mathbf{c} \rangle + \int_{-\infty}^{\infty} d^3v \cdot \mathbf{c} \cdot \operatorname{div}_v \frac{\bar{\mathbf{F}}}{m} \cdot f(\bar{x}, \bar{v}, t) = \\ & = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^3v'_2 \cdot d^3v \cdot \mathbf{c} \cdot \int d^2\Omega \cdot \mathbf{s}'_0(\mathbf{c}) \cdot \mathbf{c}' \cdot \mathbf{f}'_2(\bar{x}, \bar{v}'_2, t) \cdot f(\bar{x}, \bar{v}, t) - \\ & - \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^3v'_2 \cdot d^3v \cdot \mathbf{c} \cdot \int d^2\Omega \cdot \mathbf{s}_0(\mathbf{c}) \cdot \mathbf{c} \cdot \mathbf{f}_2(\bar{x}, \bar{v}_2, t) \cdot f(\bar{x}, \bar{v}, t) \end{aligned} \quad (5.09)$$

Der vierte Term auf der linken Seite ist mittels *Satz von Gauß* weiter modifizierbar. Die außerhalb der Corona auf ein Teilchen einwirkende äußere Kraft \vec{F} wird maßgeblich von der *Coulomb-Kraft* bestimmt. Die rein mechanischen plus die magnetischen Kräfte beeinflussen ein Teilchen dabei nur schwach. Der Einfluss der Raumladung kann vernachlässigt werden. Im ersten Integralterm der rechten Seite, der den Zugewinn an Teilchen mittels Stößen beschreibt, ist es bei einem beliebigen elastischen Stoßgeschehen erlaubt, aufgrund der dafür geltenden allgemeingültigen Symmetrieeigenschaften, dessen Variablen mit denen des zweiten Integralterms - der den Verlust an Teilchen wiedergibt - zu vertauschen [1, 5, 6].

Die Integration von $\mathbf{s}_\Omega(c)$ über sämtliche Raumwinkelemente liefert den totalen Stoßquerschnitt (Wirkungsquerschnitt).

$$\mathbf{s}_{\text{tot}} = \int d^2\Omega \cdot \mathbf{s}_\Omega(c) \quad (5.10)$$

Der Ausdruck $\mathbf{s}_\Omega(c) \cdot d^2\Omega$ entspricht dabei der Teilchenanzahl, die pro Sekunde in dem Raumwinkelement

$$d^2\Omega = \sin \mathbf{q}_g \cdot d\mathbf{q}_g \cdot d \quad (5.11)$$

abgelenkt wird [14]. Da die Streuzentren als rotations-symmetrisch um den Azimutwinkel \mathbf{j} anzusehen sind, wird $d^2\Omega$ durch sein Schwerpunktsystem $d\mathbf{q}_g$ dargestellt. Für den differentiellen Stoßquerschnitt folgt:

$$\mathbf{s}(\mathbf{q}_g, c) = \int_0^{2\pi} d \cdot \mathbf{s}_\Omega(c) \cdot \sin \mathbf{q}_g \quad (5.12)$$

Mit Integration über alle möglichen Streurichtungen ist aus dem differentiellen Stoßquerschnitt der totale Stoßquerschnitt zu bestimmen.

$$\mathbf{s}_{\text{tot}} = \int_0^p d\mathbf{q}_g \cdot \mathbf{s}(\mathbf{q}_g, \mathbf{c}) \quad (5.13)$$

Damit folgt aus Gleichung (5.09) für den Erhaltungssatz:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (n \cdot \langle \mathbf{c} \rangle) + \text{div}_x (n \cdot \langle \mathbf{c} \cdot \vec{v} \rangle) - n \cdot \langle \vec{v} \cdot \text{grad}_x \mathbf{c} \rangle - n \cdot \left\langle \frac{e \cdot \vec{E}}{m} \cdot \text{grad}_v \mathbf{c} \right\rangle = \\ = \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} d^3 v_2 \cdot d^3 v \cdot \left(\int_0^p d\mathbf{q}_g \cdot \mathbf{s}(\mathbf{q}_g, \mathbf{c}) \cdot \mathbf{c} \right) \cdot (\mathbf{c}' - \mathbf{c}) \cdot f(\vec{x}, \vec{v}, t) \cdot f_2(\vec{x}, \vec{v}_2, t) \end{aligned} \quad (5.14)$$

Die linke Seite der Gleichung (5.14) bestimmt dabei die örtliche und zeitliche Änderungsrate von $n \cdot \langle \mathbf{c} \rangle$. Die rechte Seite gibt die durchschnittliche Änderungsrate von \mathbf{c} aufgrund von Stößen wieder.

5.3.2 Teilchenbilanz

Das Bestimmen der Teilchenbilanz erfolgt durch Einsetzen von $\mathbf{c} = 1$ und der Driftgeschwindigkeit $\langle \vec{v} \rangle = u(\vec{x}, t)$ in die linke Seite von Gleichung (5.14). Auf der rechten Seite der Gleichung wird für $\mathbf{c}' = \mathbf{c}$ der elastische Stoß zwischen den beiden miteinander wechselwirkenden Teilchen, für $\mathbf{c}' = 2$ die Trägerbildung im Gas - hervorgebracht mittels unelastischer Stöße per Ionisation - sowie mit $\mathbf{c}' = 0$

die Trägervernichtung im Gasraum - bestehend in der Rekombination zweier ungleichnamiger Ladungsträger oder auch durch Teilcheneinfang - mit berücksichtigt. Aus der Transportgleichung (5.14) folgt damit für die Teilchenbilanz bei einer mittleren Ionisationsfrequenz \mathbf{n}_i und einer mittleren Rekombinationsfrequenz \mathbf{n}_a der Teilchen im Gas

$$\frac{\partial \mathbf{n}}{\partial t} + \operatorname{div}_x (\mathbf{n} \cdot \vec{\mathbf{u}}) = \mathbf{n} \cdot (\mathbf{n}_i - \mathbf{n}_a). \quad (5.15)$$

5.3.3 Impulsbilanz

Mit $\mathbf{c} = \vec{\mathbf{v}}$ und $\operatorname{grad}_v \mathbf{c} = 1$ ist die Impulsbilanz aus der Transportgleichung (5.14) abzuleiten. Für die rechte Seite der Gleichung ergibt sich aus den Stoßgesetzen - durch eine rein geometrische Umformung - für eine Impulskomponente $\mathbf{c}' - \mathbf{c} = v'_i - v_i = -v_i \cdot (1 - \cos \mathbf{q}_g)$. Damit sind unter dem Aspekt der isotropen Teilchenstreuung die Stoßterme weiterführend zu modifizieren. Die Transportgleichung liefert dann

$$\frac{\partial (\mathbf{n} \cdot \vec{\mathbf{u}})}{\partial t} + \operatorname{div}_x \frac{\vec{\mathbf{P}}}{m} - \mathbf{n} \cdot \frac{\mathbf{e} \cdot \vec{\mathbf{E}}}{m} = \mathbf{n} \cdot \mathbf{n}_c \cdot \vec{\mathbf{u}}. \quad (5.16)$$

Berücksichtigung findet darin sowohl die mittlere Kollisionsfrequenz \mathbf{n}_c als auch der symmetrische Drucktensor $\vec{\mathbf{P}}$ der sich komponentenweise in der Form

$$P_{ij} = m \cdot \mathbf{n} \cdot \langle v_i \cdot v_j \rangle = m \cdot \mathbf{n} \cdot \langle (v_i - u_i) \cdot (v_j - u_j) \rangle + m \cdot \mathbf{n} \cdot u_i \cdot u_j \quad (5.17)$$

darstellen lässt. Nahe des thermodynamischen Gleichgewichts reduziert sich der Drucktensor zu einem einfachen skalaren Ausdruck:

$$P_{ij} = n \cdot \mathbf{d}_{ij} \cdot k \cdot T + m \cdot n \cdot u_i \cdot u_j \quad (5.18)$$

Mit Einfügen der Teilchendichtebilanz (5.15) in Gleichung (5.16) ergibt sich dann die Impulsbilanz zu

$$n \cdot \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{\mathbf{u}} \cdot \text{grad}_x \right) \cdot \bar{\mathbf{u}} + \text{grad}_x \left(\frac{n \cdot k \cdot T}{m} \right) - n \cdot \frac{\mathbf{e} \cdot \vec{\mathbf{E}}}{m} = -n \cdot (\mathbf{n}_c - \mathbf{n}_i + \mathbf{n}_a) \cdot \bar{\mathbf{u}}. \quad (5.20)$$

Die Vorzeichen der unelastischen Stoßraten \mathbf{n}_i , \mathbf{n}_a sind davon abhängig, welche Gassorte des Systems betrachtet wird.

6 Stationäre Corona-Entladung

Wie vorangegangene Messungen in Kapitel 4 gezeigt haben, interessiert nur der stationäre Zustand des Systems, d.h. das Verhalten während der stationären Corona-Entladung. In Kapitel 5 leiteten sich ohne Kenntnis der am Stoßgeschehen beteiligten Teilchen sowohl die Teilchendichte als auch die Impulsbilanz aus der kinetischen Gastheorie her. Die Boltzmann-Gleichung lieferte dazu die mikrodynamische Bewegungsgleichung eines Teilchens.

Dieses Kapitel berücksichtigt die spezifischen Merkmale der am Stoßgeschehen beteiligten Spezies von Teilchen. Zunächst werden im Feld der Corona-Entladung die Potential- und Feldverhältnisse formuliert, ferner die mittleren Elektronendichten außerhalb der Ionisationsfront berechnet. Darüber hinaus interessiert die mittlere Ladungsanzahl, die ein Farbtröpfchen einfängt. Es stellt sich weiterhin die Frage der notwendigen mittleren Farbtröpfchenladung, die den Bewegungsablauf eines Farbtröpfchens innerhalb des elektrischen Feldes spürbar beeinflusst.

6.1 Formulierung der elektrischen Feld- und Potentialverhältnisse

Mit Anlegen einer Gleichspannung an die Elektrodenkonfiguration, in der die Drahtelektrode negatives Potential belegt, bildet sich ein stationäres elektrisches Feld mehrheitlich in Richtung der Walzenoberflächen aus. In einer ersten Näherung sollen die Potentiallinien konzentrisch um die Drahtelektrode verlaufen. Die Feldlinien sind, ausgehend von der Drahtelektrode, radial, sternförmig in Richtung

des abnehmenden Potentials nach außen gerichtet und schneiden die Niveaulächen senkrecht [18].

$$\vec{E} = -\text{grad } \Phi \quad (6.01)$$

Mittels Divergenzbildung ist die POISSONSche Gleichung

$$\text{div grad } \Phi = \Delta \Phi = -\frac{\mathbf{r}_L}{\epsilon} \quad (6.02)$$

aus der elektrischen Feldstärke \vec{E} für ein homogenes Medium (Dielektrizitätskonstante $\epsilon = \epsilon_r \cdot \epsilon_0 = \text{konst.}$) abzuleiten. Die POISSONSche Gleichung beschreibt die Felderzeugung durch eine räumlich verteilte Ladung der Dichte $\mathbf{r}_L(\vec{x})$ [2, 41]. KAPZOW [13] verweist auf Ergebnisse von TOWNSEND, wonach die Feldverzerrungen durch Raumladungen im Feld der äußeren Corona-Entladung nicht groß sind, der Bereich damit als näherungsweise raumladungsfrei gedeutet werden kann. Gleichung (6.02) gehorcht dann der LAPLACE-Gleichung, die mit Zylinderkoordinaten gelöst wird. Für das radialsymmetrische Problem mit großer Drahtlänge $L \gg r$ der Drahtelektrode ergibt sich aus Gleichung (6.02):

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) = 0 \quad (6.03)$$

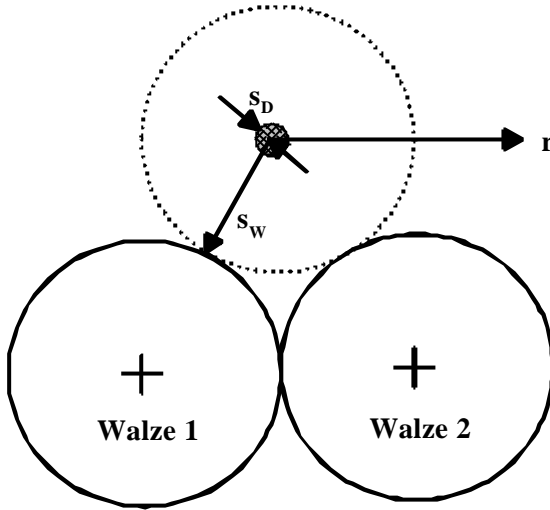


Abb. 6.1: Bestimmung der Potentialverhältnisse im Definitionsbereich
 $s_D \leq r \leq s_W$

Aus den Randbedingungen $\Phi(s_D) = U$, die an der Drahtelektrode angelegte Spannung sowie $\Phi(s_W) = 0$ am geerdeten Walzenpaar, berechnet sich der Potentialverlauf entsprechend der Funktion:

$$\Phi(r) = U \cdot \frac{\ln \frac{s_W}{r}}{\ln \frac{s_W}{s_D}} \quad (6.04)$$

Damit folgt für die elektrische Feldstärke

$$\vec{E} = \frac{U}{\ln \frac{s_w}{s_D}} \cdot \frac{1}{r} \cdot \vec{e}_r, \quad (6.05)$$

die den - sich radial ausdehnenden - Feldverlauf in Richtung des abnehmenden Potentials, innerhalb des Definitionsbereichs $s_D \leq r \leq s_w$, wiedergibt.

6.2 Ladungsträgerdichte im Feld der Corona-Entladung

In Corona-Entladungen erfolgt die Ionisation sowie das Leuchten des Gases (Abstrahlung $\hbar \cdot \omega$) lediglich in unmittelbarer Nähe der Drahtelektrode. Das Plasma innerhalb der Coronahaut dient dabei als Ladungsquelle und entspricht einem hochgradig raumladungsbeschwerten ionisierten Gas, bestehend aus neutralen Molekülen, Elektronen und Ionen beiderlei Vorzeichens [13]. Im Plasma beträgt die Elektronentemperatur T_e näherungsweise $10^4 K$ [3, S.1808], was große Werte $k \cdot T_e$ im eV -Bereich liefert.

Im Feld der äußeren Corona-Entladung, d.h. im Bereich außerhalb des Plasmas, treten weitgehend elastische Wechselwirkungen zwischen den beteiligten Elektronen - mit der (Ruhe-) Masse m_e und Elementarladung e - sowie den Gasmolekülen auf, mit Ausnahme der Farbtröpfchenaufladung. Der Driftbereich ist damit relevant für die Farbtröpfchenabbremung. Weiterhin ist das äußere Entladungsgebiet, aufgrund der Ladungsträgerdrift bei größtenteils elastischem Stoßgeschehen zwischen den Elektronen und den Atomen, als raumladungsfrei aufzufassen. Folglich ist sowohl die Ionisationsfrequenz n_i als auch die Einfangfrequenz n_a vernachlässigbar.

Ferner ändert sich im äußeren Feld die Driftgeschwindigkeit $\vec{u}_e(\vec{x}, t)$ sowie die Temperatur T_e der Elektronen nur langsam. In einer ersten Näherung werden beide Größen als feste Größen aufgefasst. Bei einer stationären Corona-Entladung folgt damit aus der Impulsbilanz (Gleichung (5.20)):

$$k \cdot T_e \cdot \text{grad} n_e - n_e \cdot e \cdot \vec{E} = -m_e \cdot \mathbf{n}_c \cdot n_e \cdot \vec{u}_e \quad (6.06)$$

$-\mathbf{n}_c$ berücksichtigt den Impulsverlust infolge von Stößen. Durch das weitestgehend elastische Stoßgeschehen der im Feld befindlichen Teilchen genügt die Temperatur T_e der Elektronen näherungsweise der Temperatur der Gasmoleküle T_L , d.h. $k \cdot T_e \cong k \cdot T_L$ liefert sehr kleine Werte. Der Anteil der Elektronendrift $k \cdot T_e \cdot \text{grad} n_e$ an der Impulsbilanz ist damit gegenüber dem Beitrag des Feldeinflusses $n_e \cdot e \cdot \vec{E}$ vernachlässigbar gering. Die rechte Seite von Gleichung (6.06) stellt die durchschnittliche Änderungsrate der Elektronendichte aufgrund von Stößen ohne Attachment dar. Den Entladungsstrom pro Flächeneinheit an einem x beliebigen Punkt des Feldes beschreibt die Stromdichte $\vec{j}_e = e \cdot n_e \cdot \vec{u}_e$. Für das radialsymmetrische System liefert Gleichung (6.06) damit die Elektronendichte

$$n_e(r) = \frac{m_e \cdot n_L \cdot Q_{L,e} \cdot \bar{v}_e}{e^2 \cdot E(r)} \cdot j_e(r), \quad (6.07)$$

über den Definitionsbereich $s_D \leq r \leq s_W$.

Das Produkt aus der mittleren Geschwindigkeit der Elektronen \bar{v}_e , der Gasdichte n_L (Luftdichte) sowie dem Stoßquerschnitt (Wirkungsquerschnitt bzw. Streuquer-

schnitt) $Q_{L,e}$ beschreibt die mittlere Anzahl von Stößen pro Sekunde, die ein Elektron mit den Gasmolekülen vollzieht (Stoßzahl n_e).

Die Stromdichte $j_e(r) = i/p \cdot r \cdot L$ entspricht näherungsweise dem elektrischen Strom i der an einem x-beliebigen Punkt des Feldes senkrecht eine Fläche A durchsetzt, die bei rein geometrischer Betrachtung einer halben Zylinderoberfläche, der Länge L mit radialer Laufvariablen r , entspricht. Diese Zylinderoberfläche verläuft konzentrisch zur Drahtelektrode.

Die Temperatur der Elektronen T_e entspricht weitgehend der Temperatur des Gases T_L . Im Feld der äußeren Corona-Entladung gewinnen die Elektronen nur eine geringe kinetische Energie hinzu, d.h. die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen \bar{v}_e berechnet sich näherungsweise aus der mittleren Wärmebewegung der Gasteilchen. Bei einer Raumtemperatur von $T_L = 300 \text{ K}$ folgt aus

$$\bar{v}_e = \sqrt{\frac{3 \cdot k \cdot T_e}{m_e}} \quad (6.08)$$

ein Wert von $\bar{v}_e \cong 10^7 \text{ cm/s}$.

Der Stoßquerschnitt $Q_{L,e}$ entspricht - als Sonderfall - dem totalen Stoßquerschnitt, falls die Streuung als klassisch isotrope Teilchenstreuung zweier harter Kugeln vorausgesetzt wird. Besitzt das Luftmolekül den gaskinetischen Radius r_L , das Elektron den Radius r_e , so kommt es zum Stoß, wenn der Mittelpunktabstand dem Ausdruck $r_e + r_L$ entspricht.

Für $r_e \ll r_L$ stellt die Kreisfläche

$$Q_{L,e} \cong \mathbf{p} \cdot \mathbf{r}_L^2, \quad (6.09)$$

den totalen Stoßquerschnitt dar.

In der Realität verändert sich der Stoßquerschnitt $Q_{L,e}$ entscheidend mit der Translationsenergie der Elektronen. Bedingt durch ihre Wellennatur streuen die Elektronen an den Gasmolekülen verschieden stark in unterschiedliche Richtungen. Ihre Verteilung genügt damit keiner isotropen Teilchenstreuung wie sie aus den Gesetzen der Mechanik und der Elektrodynamik bekannt sind [7, 8, 11, 13].

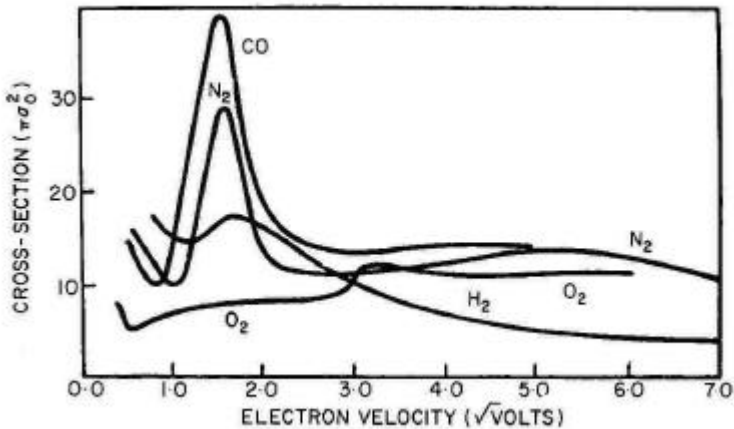


Abb. 6.2: Effektiver Stoßquerschnitt zwischen zweiatomigen Molekülen und langsamen Elektronen [11]

Im Feld der Corona-Entladung treten vorzugsweise *langsame Elektronen* auf. Abbildung 6.2 stellt den, von der Geschwindigkeit der Elektronen v_e abhängigen, experimentell bestimmten Stoßquerschnitt Q dar, wie er real zwischen langsamen Elektronen und unterschiedlichen Arten von Gasmolekülen existiert [11]. Längs der Abzisse ist v_e proportional zur Wurzel aus der Elektronenenergie aufgetragen. Die Einheit des Stoßquerschnitts ist πa_0^2 mit dem Bohr-Radius a_0 ($\pi a_0^2 = 8,8 \cdot 10^{-21} m^2$) [40].

Verfügen die Elektronen über große kinetische Energie, so stimmt ihr Stoßquerschnitt näherungsweise mit dem der klassisch isotropen Teilchenstreuung überein (Gleichung (6.09)). Beispielsweise besitzt der Stoßquerschnitt - bei $T = 273 K$ Gastemperatur - für H_2 einen Wert von $6,7\pi a_0^2$, bei O_2 von $11,7\pi a_0^2$ und für N_2 von $12,6\pi a_0^2$ [40], entsprechend den Werten in Abbildung 6.2 bei großen Geschwindigkeiten. Beträgt die Translationsenergie der Elektronen nur einige Volt, so ist der Stoßquerschnitt größer als der gaskinetische Querschnitt des Stoßpartners. Für kleine Translationsenergie haben die Querschnitte bei etwa 1 V ihren kleinsten Wert. Die Messungen zeigen für sehr kleine Spannungen, dass mit einer weiteren Verkleinerung der Elektronengeschwindigkeit der effektive Querschnitt offenbar wieder größer wird. Diese charakteristische Abhängigkeit *langsamer Elektronen* gegenüber Neutralatomen wird dabei als *Ramsauer-Effekt* bezeichnet, der Querschnitt als *Ramsauer-Querschnitt* [13, 40].

Die mittlere Ladungsträgerdichte im Feld der Corona-Entladung, für eine Corona der Dicke r_0 , berechnet sich über das zu untersuchende Zylindervolumen mit:

$$\bar{n}_e = \frac{2}{s_w^2} \cdot \int_{r_0}^{s_w} n_e(r) \cdot r \cdot dr \quad (6.10)$$

Durch Einfügen der Ladungsträgerdichte $n_e(r)$ (Gleichung (6.07)) in Gleichung (6.10) folgt näherungsweise:

$$\bar{n}_e = \ln\left(\frac{s_w}{s_D}\right) \cdot \frac{m_e \cdot n_L \cdot Q_{L,e} \cdot \bar{v}_e}{e^2 \cdot p \cdot L} \cdot \frac{i}{U} \quad (6.11)$$

Tabelle 3 zeigt die aus Gleichung (6.11) numerisch berechneten Werte \bar{n}_e . Diese folgen aus den gemessenen mittleren Entladungsströmen sowie den dazu korrespondierenden Spannungen aus Kapitel 4.3.1.

U [V]	i [mA]	\bar{n}_e [cm ⁻³]
3000	0,01	2,09 • 10 ⁵
4000	0,02	3,14 • 10 ⁵
5000	0,03	3,77 • 10 ⁵
6000	0,08	8,38 • 10 ⁵
7000	0,17	1,52 • 10 ⁶
8000	0,34	2,67 • 10 ⁶
8500	0,46	3,40 • 10 ⁶
9000	0,53	3,70 • 10 ⁶

Tabelle 3: Mittlere Elektronendichte \bar{n}_e gemäß Gleichung (6.11)

6.3 Ladungsträgerdichte am Corona-Rand

Die mittlere, negative Ladungsträgerdichte am Corona-Rand

$$\bar{n}_{e0} = \frac{\bar{j}_{e0}}{e \cdot \bar{u}_{e0}}, \quad (6.12)$$

leitet sich aus der mittleren Stromdichte \bar{j}_{e0} ab. \bar{j}_{e0} genügt dem Entladungsstrom i der die Coronahaut durchsetzt.

Im Ionisationsgebiet resultiert die mittlere Driftgeschwindigkeit \bar{u}_{e0} der Elektronen aus ihrer Beschleunigung durch die elektrischen Feldkräfte über eine kurze Distanz. Dieser Abstand entspricht der mittleren freien Weglänge Λ_{e0} , den die Elektronen zwischen zwei aufeinander folgenden Stößen frei durchfliegen. Über die Dauer des freien Fluges, der sogenannten Stoßzeit t , wirkt auf die Elektronen eine Beschleunigung $e \cdot E / m_e$. In erster Näherung werden die Elektronen gleichmäßig beschleunigt, die Driftgeschwindigkeit beträgt dann im Mittel:

$$\bar{u}_e = \frac{e}{m_e} \cdot t \cdot E \quad (6.13)$$

Solange der Energiezuwachs der Elektronen über die kurze Distanz relativ gering ist, genügt die mittlere freie Weglänge Λ_e pro mittlerer Geschwindigkeit der Elektronen \bar{v}_e der Stoßzeit $t = \Lambda_e / \bar{v}_e$. Am Corona-Rand berechnet sich die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen aus der Energiebilanz zu:

$$\bar{v}_{e0} \cong \sqrt{2 \cdot \frac{e}{m_e} \cdot E_0 \cdot \Lambda_{e0}} \quad (6.14)$$

Aus Gleichung (6.13) leitet sich dafür die mittlere Driftgeschwindigkeit

$$\bar{u}_{e0} = \sqrt{\frac{1}{2} \cdot \frac{e}{m_e} \cdot \Lambda_{e0} \cdot E_0}, \quad (6.15)$$

am Corona-Rand her. Der Index 0 kennzeichnet den Corona-Rand. Die mittlere freie Weglänge genügt dem Ausdruck $\Lambda_{e0} = 1/n_L \cdot Q_{0_L,e}$. Wie in Kapitel 6.2 erläutert, bestimmt die Wellennatur der Elektronen den Stoßquerschnitt $Q_{0_L,e}$ zwischen einem Elektron und einem Luftmolekül. Die Elektronen besitzen, entgegen dem Feld der Corona-Entladung, innerhalb des Ionisationsraums hohe kinetische Energien, ihr Stoßquerschnitt $Q_{0_L,e}$ korrespondiert näherungsweise mit dem des gaskinetischen Querschnitts [13]. Dieser beläuft sich in etwa auf $Q_{0_L,e} = 11,7 \cdot a_0^2 p$ [40, S.1518].

Die elektrische Feldstärke E_0 am Corona-Rand ist aus Gleichung (6.05) abzuschätzen. Wie die Experimente zeigten, beträgt die Dicke der Corona im stationären Entladungszustand näherungsweise $r_0 = 1 \text{ mm}$.

Aus dem Entladungsstrom i der den Corona-Rand mehrheitlich in Richtung der Walzenoberflächen durchsetzt, berechnet sich die Stromdichte $\vec{j}_{e0} = i/p \cdot r_0 \cdot L$. Den Corona-Rand beschreibt, rein geometrisch, ein Halbzylinder der Länge L mit dem Radius r_0 .

Für das radialsymmetrische System liefert Gleichung (6.12) die mittlere Ladungsträgerdichte

$$\bar{n}_{e0} = \frac{i}{\mathbf{p} \cdot r_0 \cdot L \cdot e \cdot \sqrt{\frac{1}{2} \cdot \frac{e}{m_e} \cdot \Lambda_{e0} \cdot \frac{U}{r_0 \cdot \ln \frac{s_w}{s_D}}} \quad (6.16)$$

am Corona-Rand. In dem Corona-Plasma muss die Elektronendichte aber deutlich größer sein.

U [V]	i [mA]	\bar{n}_{e0} [cm ⁻³]
3000	0,01	$7,57 \cdot 10^5$
4000	0,02	$1,31 \cdot 10^6$
5000	0,03	$1,76 \cdot 10^6$
6000	0,08	$4,28 \cdot 10^6$
7000	0,17	$8,43 \cdot 10^6$
8000	0,34	$1,57 \cdot 10^7$
8500	0,46	$2,07 \cdot 10^7$
9000	0,53	$2,31 \cdot 10^7$

Tabelle 4: Mittlere Elektronendichte \bar{n}_{e0} am Corona-Rand aus Gleichung (6.16)

Der Vergleich zwischen den numerisch berechneten mittleren Werten der Elektronendichte \bar{n}_{e0} am Corona-Rand (Tabelle 4) und \bar{n}_e im Feld der Corona-Entladung (Tabelle 3), weist am Corona-Rand eine deutlich höhere Elektronendichte \bar{n}_{e0} auf. Mit ansteigender Spannung und somit fortschreitender Gasentladung verbunden mit zunehmenden Entladungsströmen, wächst die Differenz zwischen den beiden Werten \bar{n}_{e0} und \bar{n}_e bei jeweils gleicher Spannung an. $\bar{n}_{e0} > \bar{n}_e$ verdeutlicht die Diffusion von Elektronen in das Feld der äußeren Corona-Entladung.

6.4 Elektronen-Einfang

Nachdem in den Kapiteln 6.2 und 6.3 die mittleren Ladungsträgerdichten an der Coronahaut sowie im Feld der Corona-Entladung numerisch berechnet wurden, wird nachfolgend die Anzahl an Elektronen bestimmt, die ein Farbtröpfchen mit Durchqueren des Entladungsgebiets vom nippauslaufseitigen Walzenspalt in Richtung der Drahtelektrode durchschnittlich einfängt. Die entsprechende Verlustrate für Elektronen ist durch

$$\mathbf{n}_a = n_e \cdot Q_{T,e} \cdot \bar{v}_e \quad (6.17)$$

gegeben. Sie beschreibt die Anzahl von Elektronen, die ein Farbtröpfchen pro Sekunde im Feld der Corona-Entladung auffängt. Die Stoßzahl \mathbf{n}_a genügt dem Produkt aus der Elektronendichte n_e , dem Stoßquerschnitt $Q_{T,e}$ - zwischen einem Farbtröpfchen und einem Elektron, der damit der Kreisfläche des Farbtröpfchens mit

dem Radius r_T entspricht - sowie der mittleren Geschwindigkeit der Elektronen \bar{v}_e im Feld der Corona-Entladung.

Die mittlere Stoßzahl \bar{n}_a berechnet sich für das untersuchte Zylindervolumen aus

$$\bar{n}_a \cong \frac{Q_{T,e} \cdot \bar{v}_e}{S_w^2} \cdot 2 \cdot \int_{r_0}^{s_w} n_e(r) \cdot r \cdot dr, \quad (6.18)$$

bei einer Corona der Dicke r_0 mit $Q_{T,e} = p \cdot r_T^2$.

Die numerische Berechnung erfolgt mit einem mittleren Farbtröpfchenradius von $r_T = 50 \text{ mm}$, der den in Kapitel 4.5 messtechnisch bestimmten mittleren Größe der Farbtröpfchen auf den Mess-Streifen genügt. Der totale Stoßquerschnitt bestimmt sich damit zu $Q_{T,e} = 7,8 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2$.

6.4.1 Mögliche Farbtröpfchenaufladung

Es gilt zunächst zu klären, ob alle am auslaufseitigen Walzenspalt austretenden Farbtröpfchen negativ ionisiert, d.h. direkt durch die vorherrschenden elektrischen Feldkräfte beeinflusst werden. Hierzu wird die mittlere Stoßzahl \bar{n}_a (Gleichung 6.18) mit der minimal möglichen Flugzeit t_T eines Farbtröpfchens verglichen. Die Zahl der Elektronen, die ein Farbtröpfchen während seiner Flugzeit einfängt, beträgt im Mittel

$$Z_a = t_T \cdot \bar{n}_a, \quad (6.19)$$

die reziproke mittlere Stoßzahl \bar{n}_a^{-1} beschreibt darin die durchschnittlichen Stoßzeit eines Farbtröpfchens.

In einer ersten Näherung wird das Farbtröpfchen gleichförmig bewegt, mit gleichbleibender Geschwindigkeit v_T über die Distanz s_{DW} zwischen dem nippauslaufseitigen Walzenspalt und der Drahtelektrode. v_T entspricht der Umfangsgeschwindigkeit des Walzenpaars. Es gilt für die mittlere Flugdauer des Farbtröpfchens:

$$t_T = \frac{s_{DW}}{v_T} \quad (6.20)$$

Tabelle 5 stellt die numerisch berechneten Werte der mittleren Stoßzeit \bar{n}_a^{-1} sowie der mittleren Flugzeit t_T je Farbtröpfchen gegenüber. Die mittlere Flugzeit t_T pro Farbtröpfchen berechnet sich dabei mit den in Druckmaschinen typischen Geschwindigkeiten. Es zeigt sich, dass alle Farbtröpfchen ionisiert werden.

U	\bar{n}_a^{-1}	v_T	t_r
[V]	[s]	[cm/s]	[s]
3000	$6 \cdot 10^{-9}$	200	$1,25 \cdot 10^{-2}$
4000	$4 \cdot 10^{-9}$	300	$8,33 \cdot 10^{-3}$
5000	$3 \cdot 10^{-9}$	400	$6,25 \cdot 10^{-3}$
6000	$1 \cdot 10^{-9}$	500	$5,00 \cdot 10^{-3}$
7000	$8 \cdot 10^{-10}$	600	$4,17 \cdot 10^{-3}$
8000	$4 \cdot 10^{-10}$	700	$3,57 \cdot 10^{-3}$
8500	$3 \cdot 10^{-10}$	800	$3,13 \cdot 10^{-3}$
9000	$3 \cdot 10^{-10}$	900	$2,78 \cdot 10^{-3}$
		1000	$2,50 \cdot 10^{-3}$
		1100	$2,27 \cdot 10^{-3}$
		1200	$2,08 \cdot 10^{-3}$
		1300	$1,92 \cdot 10^{-3}$
		1400	$1,79 \cdot 10^{-3}$
		1500	$1,67 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 5: Vergleich zwischen mittlerer Stoß- und Flugzeit der Farbtröpfchen

Die mittlere Anzahl Elektronen Z_a , die ein Farbtröpfchen, abhängig von seiner Geschwindigkeit und Größe, möglicherweise einfängt, berechnet sich aus Gleichung (6.19). Exemplarisch für ein $100\text{mm} \varnothing$ -Farbtröpfchen stellt Abbildung 6.3 die numerisch ermittelten Werte Z_a dar.

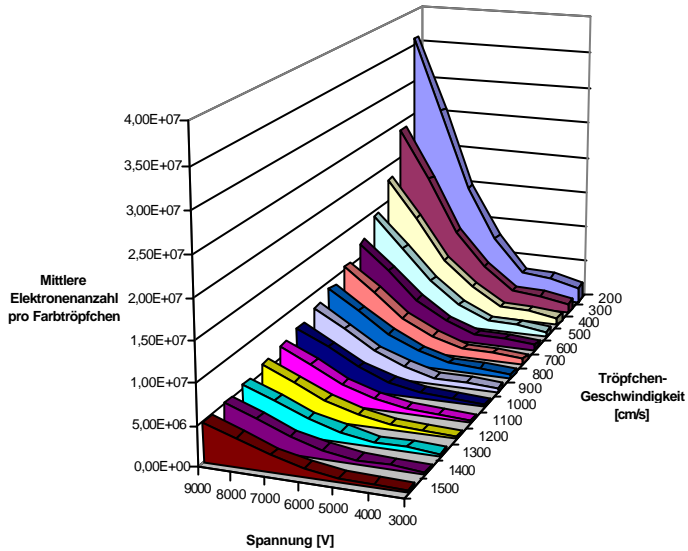


Abb. 6.3: Mittlere Anzahl Elektronen pro $100 \mu\text{m}$ \varnothing -Farbtropfchen, bei stationärer Corona-Entladung, als Funktion des Elektrodenpotentials und der Tröpfchengeschwindigkeit

Umso niedriger die mittlere Tröpfchengeschwindigkeit ist bzw. umso höher die angelegte Spannung an der Elektrodenkonfiguration sich beläuft, desto mehr Elektronen werden von einem Farbtropfchen eingefangen.

Exemplarisch für fünf unterschiedliche Größen von Farbtropfchen stellt Abbildung 6.4 entsprechend Gleichung (6.19) die numerisch berechnete Anzahl Elektronen Z_a dar, die ein Farbtropfchen mit einer festen Geschwindigkeit von $v_T = 200 \text{ cm/s}$ durchschnittlich einfängt. Der Radius der Farbtropfchen beträgt zwischen 30 und $70 \mu\text{m}$.

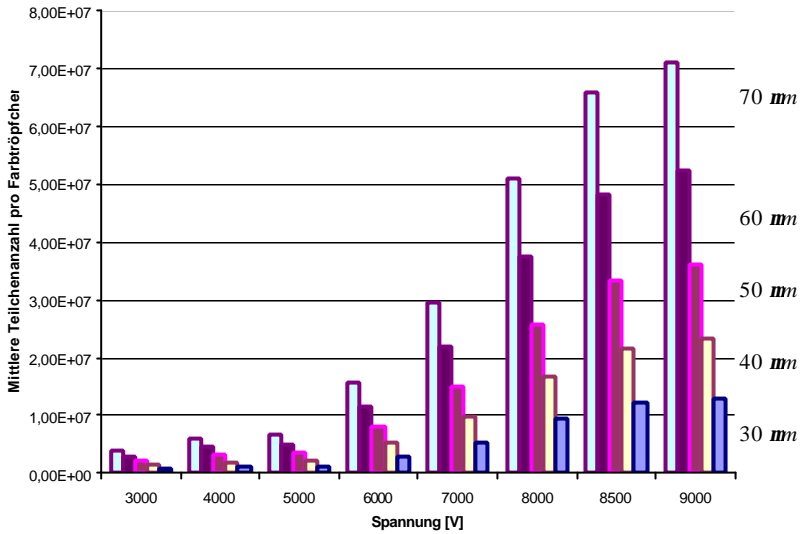


Abb. 6.4: Mittlere Anzahl Elektronen pro Farbtröpfchen Z_a als Funktion der Elektrodenspannung, für Tröpfchen unterschiedlicher Größe bei gleichbleibender Geschwindigkeit von $v_t = 200 \text{ cm/s}$

Abbildung 6.5 stellt die aus Gleichung (6.19) für ein Farbtröpfchen berechnete mögliche mittlere Anzahl Elektronen Z_a , dem in den Testläufen gemessenen mittleren Entladungsstrom i je Elektrodenspannung - in Form zweier fortlaufender Kennlinien - gegenüber (vgl. Kapitel 4.3.1). Z_a genügt der mittleren Anzahl Elektronen, die ein 200 cm/s schnelles $100 \text{ }\mu\text{m}$ \varnothing -Farbtröpfchen einfängt. Beide Kennlinien verlaufen weitestgehend konform zueinander. Gleichung (6.19) reproduziert damit realitätsnah den Entladungsstrom i , der mit einer Corona-Entladung einhergeht.

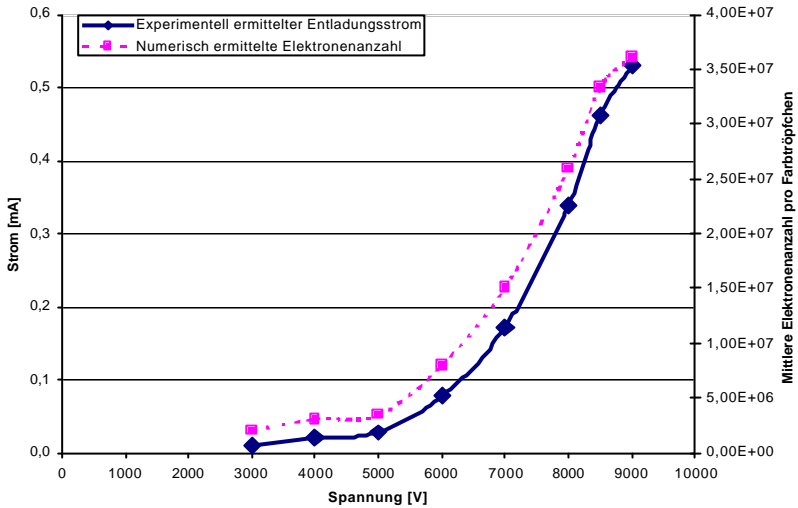


Abb. 6.5: Gegenüberstellung der numerisch bestimmten mittleren Anzahl Elektronen, für ein 200 cm/s schnelles 100 mm \varnothing -Farbtröpfchen und der experimentell gewonnenen mittleren Entladungsströme

6.4.2 Sättigungseffekt der Farbtröpfchenaufladung

Das negativ geladene Farbtröpfchen ist Quelle eines elektrischen Feldes, welches dem zwischen der Drahtelektrode und den Walzenoberflächen bestehenden äußeren elektrischen Feld entgegenwirkt, also dieses geringfügig schwächt. Die elektrische Feldstärke E_r am Rand eines mit der Ladungsmenge Z geladenen Farbtröpfchens, dessen Form in erster Näherung einer Kugel mit dem Radius r_r entspricht, berechnet sich in Luft näherungsweise zu:

$$E_T \cong \frac{Z \cdot e}{4 \cdot p \cdot r_T^2 \cdot e \cdot e_0} \quad (6.21)$$

e_0 beschreibt die Dielektrizitätskonstante im Vakuum, e bezeichnet die Dielektrizitätszahl des betreffenden Stoffes. Für die im Farbwerk einer schnelllaufenden Offsetdruckmaschine erzeugten Farbtröpfchen ist aufgrund des rückwirkungsbehafteten Farbtransports im Farbwerk Wasser in die Druckfarbe emulgiert. $e = 80$ ist die Dielektrizitätszahl für Wasser [18]. In einer ersten Näherung entspricht diese Zahl der Dielektrizitätszahl eines Farbtröpfchens. Mit Erreichen der Ladungsmenge, der sog. Grenzladungsmenge Z_g , ab der das von einem Farbtröpfchen ausgehende elektrische Feld E_T Werte annimmt, die dem des äußeren elektrischen Feldes E entsprechen, werden nachfolgende Elektronen um das geladene Farbtröpfchen herumgeleitet, und es erfolgt keine weitere Aufladung des Farbtröpfchens. Der Sättigungseffekt der Tröpfchenaufladung tritt damit ein für $E_T = \bar{E}$. Dabei folgt \bar{E} weitgehend der zwischen der Drahtelektrode und den Walzenoberflächen herrschenden Feldstärke. Die Grenzladungsmenge Z_g eines Farbtröpfchens berechnet sich damit zu:

$$Z_g \cong \frac{4 \cdot p \cdot e \cdot e_0 \cdot r_T^2}{e} \cdot \frac{U}{s_w} \quad (6.22)$$

Exemplarisch für ein 100mm \emptyset -Farbtröpfchen zeigt Tabelle 6 die mit Gleichung (6.22) berechnete Grenzladungsmenge Z_g sowie die aus Gleichung (6.19) berechnete mögliche mittlere Ladungsmenge Z_a eines mit der Geschwindigkeit von 200 cm/s bewegten Farbtröpfchens.

Spannung [V]	Grenzladungsmenge Z_g pro Farbtröpfchen	Ladungsmenge Z_a pro Farbtröpfchen
3000	$2,81 \cdot 10^7$	$2,04 \cdot 10^6$
4000	$3,75 \cdot 10^7$	$3,06 \cdot 10^6$
5000	$4,68 \cdot 10^7$	$3,43 \cdot 10^6$
6000	$5,62 \cdot 10^7$	$7,97 \cdot 10^6$
7000	$6,56 \cdot 10^7$	$1,51 \cdot 10^7$
8000	$7,50 \cdot 10^7$	$2,59 \cdot 10^7$
8500	$7,96 \cdot 10^7$	$3,33 \cdot 10^7$
9000	$8,43 \cdot 10^7$	$3,61 \cdot 10^7$

Tabelle 6: Grenzladungsmenge Z_g sowie mögliche mittlere Ladungsmenge Z_a eines 200 cm/s schnellen $100 \mu\text{m}$ \varnothing -Farbtröpfchens

Die in einer ersten Näherung berechneten Farbtröpfchenaufladungen in Abhängigkeit der vorgegebenen Elektrodenspannung liefern entsprechend Tabelle 6 Werte für Z_g und Z_a , welche ab einer Elektrodenspannung von 7000 Volt weitgehend gleich große Beträge liefern, d.h. der Sättigungszustand der Tröpfchenaufladung wird ab einer Elektrodenspannung von 7000 Volt annähernd erreicht. Eine maximal mögliche Abbremsung des geladenen Farbtröpfchens wird durch die damit verbundenen elektrischen Feldverhältnisse gewährleistet.

Die Zeitkonstante der Dämpfung t_d , mit der ein geladenes Farbtröpfchen infolge Luftreibung verzögert, liefert die aus der mit der Impulsbilanz (5.20) gebildeten Bewegungsgleichung (siehe Anhang S. 96) für das am Walzennipp austretende

Farbtröpfchen. Der Reibwiderstand der Luft entspricht dabei näherungsweise dem Stokeschen-Reibwiderstand.

$$t_D = \frac{m_T}{6 \cdot \rho \cdot h_L \cdot r_T} = \frac{2 \cdot r_T \cdot r_T^2}{9 \cdot h_L} \quad (6.23)$$

$t_D \cong 33ms$ ergibt Gleichung (6.23), für ein $100\mu m$ \varnothing -Farbtröpfchen mit einer Dichte von $\rho_T = 1,1 g/cm^3$, bei einem inneren Reibkoeffizient in Luft von $h_L = 1832 \cdot 10^{-8} Ns/m^2$. Die mittlere Aufenthaltsdauer t_T eines mit der gleichbleibenden Geschwindigkeit von $200 cm/s$ zwischen dem auslaufseitigen Walzennipp und der Drahtelektrode bewegten Farbtröpfchens beträgt gemäß Gleichung (6.20) durchschnittlich $t_T \cong 12,5ms$. Folglich wird das Farbtröpfchen beim Durchqueren der Wegstrecke durch den Luftwiderstand nur unwesentlich abgebremst.

Für die Grenzladungsmenge Z_g , die ein gesättigtes Farbtröpfchen nach erfolgter Aufladung im äußeren Feld der Corona-Entladung per Elektroneneinfang auf seiner Oberfläche besitzt, berechnet sich die Driftgeschwindigkeit u_g , mit der das geladene Tröpfchen durch die äußeren elektrischen Feldkräfte in Richtung der Walzenoberflächen bewegt wird, - in einer ersten Näherung - aus der Energiebilanz:

$$u_g = \sqrt{6 \cdot \frac{e \cdot e_0}{r_T \cdot s_w} \cdot \frac{U}{\sqrt{r_T}}} \quad (6.24)$$

Tabelle 7 zeigt exemplarisch für vier Farbtröpfchen unterschiedlicher Größe die aus Gleichung (6.24) berechnete mittlere Driftgeschwindigkeit u_g in Abhängigkeit der äußeren Feldverhältnisse.

	Tröpfchendurchmesser			
	$\varnothing = 100\mu\text{m}$	$\varnothing = 70\mu\text{m}$	$\varnothing = 50\mu\text{m}$	$\varnothing = 20\mu\text{m}$
Spannung [V]	Driftgeschw. u_g [cm/s]	Driftgeschw. u_g [cm/s]	Driftgeschw. u_g [cm/s]	Driftgeschw. u_g [cm/s]
3000	746	891	1055	1668
4000	994	1189	1406	2224
5000	1243	1486	1758	2780
6000	1492	1783	2110	3336
7000	1740	2080	2461	3891
8000	1989	2377	2813	4447
8500	2113	2526	2989	4725
9000	2238	2674	3164	5003

Tabelle 7: Driftgeschwindigkeit u_g des mit der Grenzladungsmenge Z_g aufgeladenen Farbtröpfchens durch das äußere elektrische Feld

u_g liegt - unabhängig von der Größe des elektrischen Feldes - deutlich über der im Experiment eingesetzten Umfangsgeschwindigkeit des Walzenpaares von 200 cm/s. Hieraus folgt, dass im Experiment Gasturbulenzen die Bahnkurve der geladenen

Farbtröpfchen nur unwesentlich beeinflussten. Weiterhin prognostizieren die berechneten Driftgeschwindigkeiten u_g in Tabelle 7, dass im stationären Zustand der Corona-Entladung - bei Spannungen zwischen 7000 und 8000 Volt - die mit höheren Umfangsgeschwindigkeiten des Walzenpaares - bis ca. 20 m/s - auftretenden Gasturbulenzen die Bahnkurve des geladenen Farbtröpfchens nur unwesentlich beeinflussen.

Als Fazit der mathematischen Untersuchung gilt festzuhalten, dass eine negative Corona-Entladung als aktive Maßnahme zur Farbnebelreduzierung auch bei höheren Umfangsgeschwindigkeiten eines Walzenpaares wirkungsvoll und damit sinnvoll einsetzbar ist.

6.5 Dimensionsanalytische Betrachtung

Es soll für den stationären Entladungszustand der Corona die Forderung gelten, dass das geladene Farbtröpfchen zwischen dem auslaufseitigen Walzenspalt und der Drahtelektrode in dem Maße abgebremst wird, dass das Farbtröpfchen die Drahtelektrode nicht erreicht. Dies bedeutet, dass die potentielle elektrische Energie $W_{pot} = q \cdot U$ größer als die kinetische Energie W_{kin} des geladenen Farbtröpfchens sein muss.

$$W_{pot} > W_{kin} \tag{6.25}$$

Substitution der Farbtröpfchenladung $q = Z \cdot e$ mit $4 \cdot \mathbf{p} \cdot r_T^2 \cdot \mathbf{e} \cdot \mathbf{e}_0 \cdot E_T$, gemäß Gleichung (6.21), leitet aus der Energiebilanz (6.25) die Ungleichung

$$4 \cdot \rho \cdot r_T^2 \cdot \epsilon \cdot \epsilon_0 \cdot \frac{U^2}{s_{DW}} > \frac{4}{3} \cdot \rho \cdot r_T^3 \cdot r_T \cdot \frac{v_T^2}{2}, \quad (6.26)$$

her. Ein Farbtröpfchen, dessen Oberfläche keine weiteren Ladungen mehr aufnimmt, also seinen Sättigungszustand der Aufladung infolge Elektroneneinfang im Feld der Corona-Entladung erreicht hat, muss der Ungleichung

$$U > \sqrt{\frac{\rho \cdot r_T \cdot r_T \cdot s_{DW}}{6 \cdot \epsilon \cdot \epsilon_0}} \cdot v_T \quad (6.27)$$

genügen, um wirkungsvoll abgebremst zu werden. Gleichung (6.27) leitet sich aus Gleichung (6.26) ab. In erster Näherung wird vorausgesetzt, dass das mit einer Geschwindigkeit v_T bewegte Farbtröpfchen die Form einer Kugel mit dem Radius r_T besitzt. ρ beschreibt die Farbdichte, s_{DW} den Abstand zwischen dem Walzenspalt und der Drahtelektrode, ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums (siehe physikalische Konstanten Seite XI), ϵ die Dielektrizitätszahl des Farbtröpfchens und U die Spannung, die zwischen der Drahtelektrode und den Walzenoberflächen vorherrscht.

Tabelle 8 zeigt exemplarisch für ein mit einer Geschwindigkeit v_T im äußeren Gebiet der Corona-Entladung bewegtes 50 μm , 70 μm und 100 μm \emptyset -Farbtröpfchen die nach Gleichung (6.27) berechnete notwendige Spannung U , die notwendig ist, um das geladene Farbtröpfchen mittels der elektrischen Feldkräfte effektiv in seiner Bewegung abzubremsen. Berechnet wurde U für eine Farbtröpfchendichte von $\rho = 1100 \text{ kg/m}^3$, einem festen Draht-Walzenripp-Abstand von $s_{DW} = 2,5 \cdot 10^{-2} \text{ m}$ und einer Dielektrizitätszahl von $\epsilon = 80$.

	Tröpfchendurchmesser		
	$\varnothing = 50\mu\text{m}$	$\varnothing = 70\mu\text{m}$	$\varnothing = 100\mu\text{m}$
Tröpfchengeschw v_T [m/s]	Spannung U [V]		
2	804	952	1138
3	1207	1428	1706
4	1609	1904	2275
5	2011	2379	2844
6	2413	2855	3413
7	2815	3331	3982
8	3218	3807	4550
9	3620	4283	5119
10	4022	4759	5688
11	4424	5235	6257
12	4826	5711	6826
13	5229	6187	7394
14	5631	6663	7963
15	6033	7138	8532
16	6435	7614	9101
17	6837	8090	9670
18	7240	8566	10238
19	7642	9042	10807
20	8044	9518	11376

Tabelle 8: Exemplarische dimensionsanalytische Betrachtung für Farbtröpfchen mit einem Durchmesser von $50\mu\text{m}$, $70\mu\text{m}$ und $100\mu\text{m}$

Die in Tabelle 8 aufgeführten Spannungen zeigen, dass ein mit einer gleichbleibenden Geschwindigkeit von $v_T = 20 \text{ m/s}$ bewegtes $50 \text{ }\mu\text{m}$ \emptyset -Farbtröpfchen vollständig abzubremesen ist, falls eine äußere Spannung von $U = 8044 \text{ V}$ zwischen der Drahtelektrode und den Walzenoberflächen anliegt. Diese Spannung reicht demnach aus, um die zur effektiven Abbremsung des bewegten Farbtröpfchens erforderliche elektrische Feldkraft zu erzeugen. Unter den gegebenen Bedingungen wächst - gemäß Gleichung (6.27) - die zur vollständigen Abbremsung eines Farbtröpfchens erforderliche Spannung mit $\sqrt{r_T}$.

Limitiert wird Gleichung (6.27) bezüglich der Durchschlagsspannung U_{grenz} , ab der keine vollständige Rückführung der Farbtröpfchen auf die Walzenoberflächen mehr möglich ist, d.h. für $U > U_{\text{grenz}}$ ist eine vollständige Abbremsung nicht möglich.

6.6 Notwendige mittlere Anzahl Elektronen pro Farbtröpfchen

Wie verhält sich ein geladenes Farbtröpfchen, das die Grenzladungsmenge Z_g nicht erreicht? Um diese Frage im darauffolgenden Kapitel zu untersuchen, ist zunächst die notwendige Anzahl Elektronen $Z_{a,\text{soll}}$ eines Farbtröpfchens zu bestimmen, ab der das geladene Farbtröpfchen mittels der elektrischen Feldkräfte in seiner Bewegung wirkungsvoll abbremsst. Bremsst die Bewegung des geladenen Farbtröpfchens zwischen dem auslaufseitigen Walzenspalt und der Drahtelektrode effektiv ab, muss weiterhin die Bedingung gelten, dass die potentielle elektrische Energie W_{pot} größer

als die kinetische Energie W_{kin} des geladenen Farbtröpfchens ist. Für die Anzahl Elektronen eines Farbtröpfchens gilt dann, mit

$$Z_{a\text{ soll}} \cdot e \cdot U = \frac{1}{2} \cdot m_T \cdot v_T^2 \quad (6.28)$$

die Forderung

$$Z_a > Z_{a\text{ soll}}. \quad (6.29)$$

Für ein negativ geladenes Farbtröpfchen, dessen Form in erster Näherung einer Kugel mit dem Radius r_T entspricht und das ein durchschnittliches Gewicht von $m_T = \rho_T \cdot 4/3 \cdot \pi \cdot r_T^3$ sowie eine elektrostatische Ladungsmenge $q = Z_a \cdot e$ besitzt, berechnet sich die notwendige mittlere Anzahl Elektronen aus

$$Z_{a\text{ soll}} \geq \frac{2}{3} \cdot \frac{\rho_T \cdot r_T \cdot r_T^3 \cdot \bar{v}_T^2}{e \cdot U}. \quad (6.30)$$

Abbildung 6.6 zeigt analog Abbildung 6.3 exemplarisch für ein kugelförmiges Farbtröpfchen mit 50 nm Radius die aus Gleichung (6.30) berechneten Werte $Z_{a\text{ soll}}$. Die schraffierten Felder kennzeichnen Ladungszustände, unter denen nicht vollständig abgebremst wird.

Wie in Abbildung 6.6 zu erkennen ist, steigt mit der Geschwindigkeit die von einem Farbtröpfchen einzufangende notwendige Anzahl Elektronen an, um das Farbtröpfchen in seiner Bewegung effektiv durch die elektrischen Feldkräfte

abzubremsen. Für feste Geschwindigkeiten \bar{v}_T fallen die Kurven bei steigender Spannung mit U^{-1} gemäß Gleichung (6.30) ab.

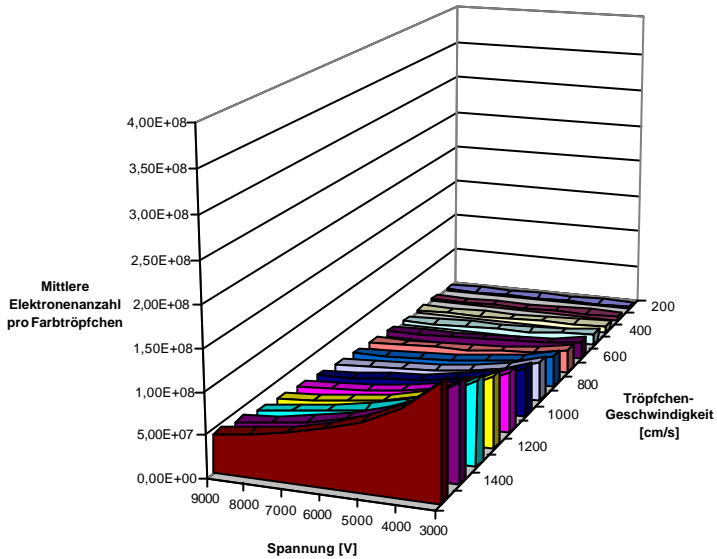


Abb. 6.6: Notwendige mittlere Anzahl Elektronen je Farbtröpfchen zum Abbremsen des bewegten $100 \text{ }\mu\text{m}$ \varnothing -Farbtröpfchens im elektrischen Feld als Funktion des Potentials der Draht-Walzen-Anordnung und der Tröpfchengeschwindigkeit

Entsprechend Abbildung 6.4 zeigt Abbildung 6.7 die Werte $Z_{a,\text{soll}}$ für fünf Farbtröpfchen unterschiedlicher Größe. Die Radien der fünf untersuchten Farbtröpfchen belaufen sich zwischen 30 und $70 \text{ }\mu\text{m}$, die Geschwindigkeit der Farbtröpfchen beträgt gleichbleibend 200 cm/s .

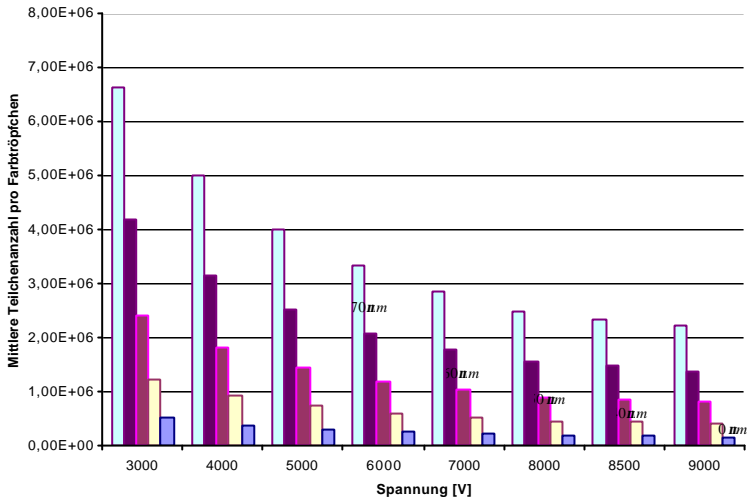


Abb. 6.7: Notwendige mittlere Anzahl Elektronen pro Farbtröpfchen $Z_{a\text{ soll}}$ als Funktion der Spannung U für unterschiedliche Tröpfchengrößen bei einer festen Geschwindigkeit $v_T = 200 \text{ cm/s}$

Umso größer die angelegte Spannung zwischen den Elektroden ist, desto weniger Elektronen muss ein bewegtes Farbtröpfchen auffangen, um durch die elektrischen Feldkräfte wirkungsvoll abzubremsen. Zeitgleich sinkt mit wachsender Spannung der Einfluss der Farbtröpfchengröße.

6.7 Vergleich von Farbtröpfchenaufladung und Bremswirkung im Feld der Corona

In den Kapiteln 6.4.1 und 6.6 wurde mittels numerischer Berechnung zum einen die mittlere Anzahl Elektronen Z_a bestimmt, die ein Farbtröpfchen als Funktion seiner Größe und Geschwindigkeit im Feld der Corona-Entladung einfängt sowie zum anderen die notwendig mittlere Anzahl Elektronen $Z_{a\text{ soll}}$, die eine effektive Bremswirkung des bewegten Farbtröpfchens im äußeren Entladungsgebiet mittels der elektrischen Feldkräfte einleitet. Im Folgenden ist zu untersuchen, ob bzw. unter welchen Voraussetzungen die Grenzladungsmenge Z_g von einem Farbtröpfchen überhaupt erreicht wird. Was passiert, wenn die Grenzladungsmenge Z_g von einem Farbtröpfchen nicht erreicht wird? Dazu wird die Differenz $Z_a - Z_{a\text{ soll}}$ gebildet. Deren Wert liefert Kenntnisse darüber, bei welcher Geschwindigkeit und welchem geometrischen Ausmaß ein bewegtes Farbtröpfchen im Feld der stationären Corona-Entladung sich wirkungsvoll verzögert. Nachfolgend wird $Z_a - Z_{a\text{ soll}}$ exemplarisch anhand dreier Farbtröpfchen - die einen Radius von 30 μm , 50 μm und 70 μm besitzen - berechnet.

Die Abbildungen 6.8, 6.9 und 6.10 geben den Trend des Werts $Z_a - Z_{a\text{ soll}}$ bei unterschiedlichen Tröpfchengeschwindigkeiten sowie verschiedenen Elektrodenanspannungen per fortlaufender Kurve wieder. Ein Vergleich der Abbildungen zeigt, dass mit der Farbtröpfchengröße essentiell der Wert $Z_a - Z_{a\text{ soll}}$ beeinflusst wird. Weiterhin verändert sich - je Farbtröpfchengröße - gleichlaufend mit der Elektrodenanspannung bzw. der Tröpfchengeschwindigkeit der Betrag $Z_a - Z_{a\text{ soll}}$ teilweise signifikant, d.h. der Elektronenüberschuss für positive Werte $Z_a - Z_{a\text{ soll}} > 0$

bzw. das Elektronendefizit für negative Werte $Z_a - Z_{a\text{ soll}} < 0$ wird neben dem geometrischen Ausmaß der Farbtröpfchen zusätzlich sowohl durch die Geschwindigkeiten der Farbtröpfchen als auch durch die Elektrodenspannung wesentlich geprägt.

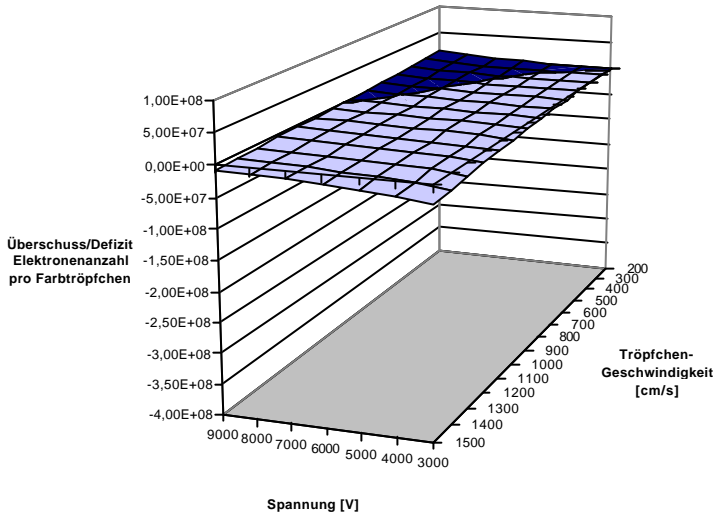


Abb. 6.8: Differenz $Z_a - Z_{a\text{ soll}}$ aus der erreichbaren und der notwendigen mittleren Anzahl von Elektronen, für ein kugelförmiges Farbtröpfchen mit einem Radius von $30\ \mu\text{m}$

In Abbildung 6.8 ist zunächst der Trend der Differenz $Z_a - Z_{a\text{ soll}}$ für ein kugelförmiges Farbtröpfchen mit $30\ \mu\text{m}$ Radius zu sehen. Mit steigender Spannung wächst der Kennlinienverlauf moderat an, zunehmende Geschwindigkeit des Farbtröpfchens verursacht gemäßigt fallende Kennlinienverläufe. Mit eintretendem Elektronendefizit $Z_a - Z_{a\text{ soll}} < 0$ gelingt es nicht mehr, das bewegte Farbtröpfchen -

mit der durchschnittlichen Geschwindigkeit \bar{v}_T - durch die existierenden elektrischen Feldkräfte - bei einer festen Spannung U - effizient abzubremsen.

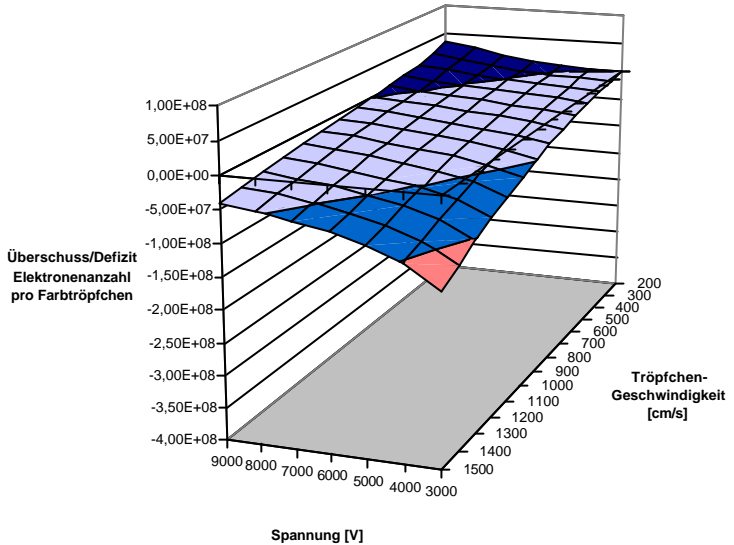


Abb. 6.9: Differenz $Z_a - Z_{asoll}$ aus der erreichbaren und der notwendigen mittleren Anzahl von Elektronen, für ein kugelförmiges Farbtröpfchen mit einem Radius von 50 mm

Abbildung 6.9 stellt exemplarisch anhand eines kugelförmigen 100 mm \emptyset -Farbtröpfchens die numerisch berechneten Werte $Z_a - Z_{asoll}$ dar. Für kleine Geschwindigkeiten des Farbtröpfchens steigt mit der Spannung die Kennlinie der Differenz $Z_a - Z_{asoll}$ gegenüber der des 60 mm \emptyset -Farbtröpfchens stärker an, d.h. der Elektronenüberschuss wächst explizit mit der Farbtröpfchengröße. Umso größer die mittlere Geschwindigkeit \bar{v}_T des 100 mm \emptyset -Farbtröpfchens ist, desto stärker nimmt der Wert des Elektronendefizits zu. $Z_a - Z_{asoll}$ wird vermehrt negativer.

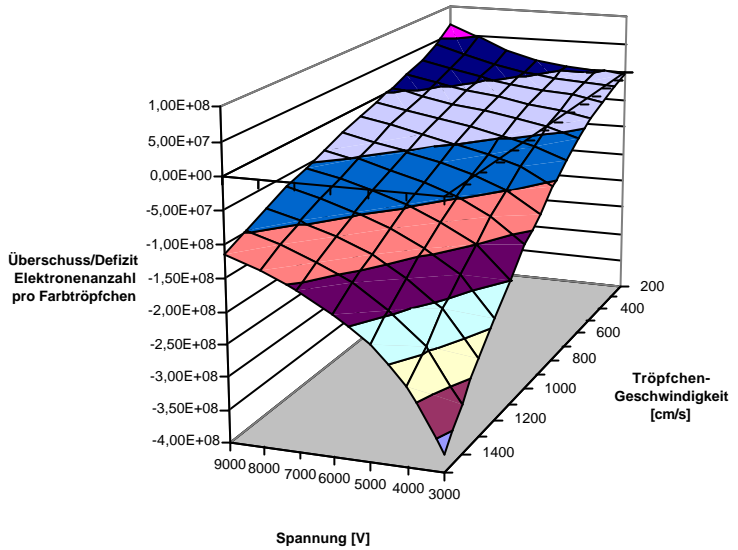


Abb. 6.10: Differenz $Z_a - Z_{a\text{soll}}$ aus der erreichbaren und der notwendigen mittleren Anzahl von Elektronen, für ein kugelförmiges Farbtropfen mit einem Radius von $70\ \mu\text{m}$

Dieser Trend setzt sich mit zunehmender Farbtropfengröße weiter fort, wie in Abbildung 6.10 exemplarisch anhand des kugelförmigen $140\ \mu\text{m}$ \varnothing -Farbtropfens zu sehen ist.

Vergleichend zeigen die Abbildungen 6.8 bis 6.10: Umso kleiner das geometrische Ausmaß eines Farbtropfens ist, desto kleiner sind die Werte des berechneten Elektronenüberschusses sowie des Elektronendefizits. Im Gegensatz zu den $100\ \mu\text{m}$ bzw. $140\ \mu\text{m}$ \varnothing -Farbtropfen tritt für das $60\ \mu\text{m}$ \varnothing -Farbtropfen ein Elektronendefizit $Z_a - Z_{a\text{soll}} < 0$ erst mit einer größeren mittleren Geschwindigkeit \bar{v}_T ein, d.h.

in einem existierenden elektrischen Feld mit der festen Spannung U ist ein mit der Geschwindigkeit \bar{v}_T bewegtes negativ ionisiertes $60 \text{ }\mu\text{m}$ \emptyset -Farbtröpfchen noch effizient abzubremesen gegenüber $100 \text{ }\mu\text{m}$ bzw. $140 \text{ }\mu\text{m}$ \emptyset -Farbtröpfchen, die mit der gleichen Geschwindigkeit \bar{v}_T bereits keine ausreichende Bremswirkung mehr erfahren. Weiterhin ist zu sehen, dass das $60 \text{ }\mu\text{m}$ \emptyset -Farbtröpfchen neben dem $100 \text{ }\mu\text{m}$ bzw. $140 \text{ }\mu\text{m}$ \emptyset -Farbtröpfchen bei kleineren Elektrodenspannungen korrespondierend mit geringeren negativen Raumladungsdichten noch effektiv in seiner Bewegung zu verlangsamen ist.

Die Differenzen $Z_a - Z_{asoll}$ besitzen für Geschwindigkeiten von 200 cm/s sowie Elektrodenspannungen von 7000 und 8000 Volt , frei von der Farbtröpfchengröße, positive Beträge. Folglich sind die drei bewegten Farbtröpfchen effizient durch die existierenden elektrischen Feldkräfte im Feld der stationären Corona-Entladung zu verlangsamen. Dieses mathematisch gewonnene Ergebnis korreliert mit den experimentell erzielten Erkenntnissen aus Kapitel 4.3.1 bei gleicher Wahl der Eingangsparameter.

6.8 Beitrag der physikalischen Größen beim Abbremsen eines bewegten Farbtröpfchens

Kapitel 6.7 zeigte, dass $Z_a - Z_{asoll}$ sowohl positive als auch negative Werte annehmen kann, was abhängig ist vom Beitrag der physikalischen Größen, die ein geladenes Farbtröpfchen in seiner Bewegung beeinflussen. In diesem Kapitel 6.8 wird untersucht, wie groß der Beitrag dieser einzelnen dimensionsbehafteten physikalischen Größen ist. Dazu erfolgt eine dimensionslose Betrachtung. Das

Verhältnis der möglichen Anzahl Elektronen Z_a zur notwendigen Anzahl Elektronen $Z_{a\text{ soll}}$ pro Farbtröpfchen stellt die nachfolgend zu untersuchende dimensionslose Beziehung dar. Das Ergebnis der Berechnung $Z_a / Z_{a\text{ soll}}$ informiert, in welchem Umfang die einzelnen die Bewegung des geladenen Farbtröpfchens bestimmenden physikalischen Größen ein effektives Abbremsen des Farbtröpfchens im elektrischen Feld der Corona-Entladung beeinflussen.

Substitution von Z_a mit Gleichung (6.19) und $Z_{a\text{ soll}}$ mit Gleichung (6.28) liefert

$$\frac{Z_a}{Z_{a\text{ soll}}} = \frac{3}{2} \cdot \frac{e \cdot U \cdot t_T \cdot \bar{n}_a}{\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}_T \cdot r_T^3 \cdot \bar{v}_T^2}. \quad (6.31)$$

Wird die mittlere Flugdauer eines Farbtröpfchens t_T mit Gleichung (6.20) und die mittlere Stoßzahl \bar{n}_a (Anzahl Elektronen die ein Farbtröpfchen pro Sekunde einfängt) mit Gleichung (6.18) ersetzt, folgt

$$\frac{Z_a}{Z_{a\text{ soll}}} = \frac{3}{2} \cdot \frac{e \cdot U \cdot Q_{T,e} \cdot \bar{v}_e \cdot \bar{n}_e \cdot s_{DW}}{\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}_T \cdot r_T^3 \cdot \bar{v}_T^3}. \quad (6.32)$$

Einfügen der im Gas existierenden mittleren Elektronendichte \bar{n}_e gemäß Gleichung (6.11) in Gleichung (6.32) liefert

$$\frac{Z_a}{Z_{a\text{ soll}}} = \frac{3}{2} \cdot \ln \left(\frac{s_W}{s_D} \right) \cdot \frac{Q_{T,e} \cdot \bar{v}_e^2 \cdot s_{DW} \cdot m_e \cdot n_L \cdot Q_{L,e} \cdot i}{\mathbf{p}^2 \cdot \mathbf{r}_T \cdot r_T^3 \cdot \bar{v}_T^3 \cdot e \cdot L}. \quad (6.33)$$

Ersetzen der mittleren Elektronengeschwindigkeit \bar{v}_e mit Gleichung (6.08) sowie Substitution des Streuquerschnitts $Q_{T,e}$ - zwischen einem Farbtröpfchen und einem Elektron - mit $\mathbf{p} \cdot r_T^2$ leitet aus Gleichung (6.33) die dimensionslose Beziehung

$$\frac{Z_a}{Z_{\text{asoll}}} = \underbrace{\frac{s_{DW}}{L} \cdot \ln\left(\frac{s_W}{s_D}\right)}_{\text{Geometrische Größen}} \cdot \underbrace{\frac{9 \cdot k}{2 \cdot \mathbf{p} \cdot e}}_{\text{Konstante Größen}} \cdot \underbrace{\frac{T_e \cdot n_L \cdot Q_{L,e}}{\mathbf{r}_T}}_{\substack{\text{1. Näherung} \\ \text{konstante Größen}}} \cdot \underbrace{\frac{i}{\mathbf{r}_T \cdot \bar{v}_T^3}}_{\text{Variable Größen}} \quad (6.34)$$

her.

Geometrische Größen

s_{DW}	: Abstand Walzenspalt-Drahtelektrode
L	: Länge Drahtelektrode
s_W	: Abstand Draht-Walzenoberfläche
s_D	: Radius der Drahtelektrode

1. Näherung konstante Größen

\mathbf{r}_T	: Farbdichte
T_e	: Mittlere Temperatur Elektron
n_L	: Loschmidt-Zahl
$Q_{L,e}$: Streuquerschnitt Elektron-Luftmolekül

Variable Größen

i	: Entladungsstrom
r_T	: Tröpfchenradius
\bar{v}_T	: Mittlere Tröpfchengeschwindigkeit

Konstante Größen

k	: Boltzmann-Konstante
e	: Elektrische Elementarladung

Die Dichte der Luftmoleküle

$$n_L = \frac{N_A}{V_{mN}} \quad (6.35)$$

folgt der Loschmidt-Zahl (siehe physikalische Konstanten Seite XI), wobei V_{mN} das auf das ideale Gas bezogene molare Normvolumen $V_{mN} = 22,41 \text{ m}^3 (\text{kmol})^{-1}$ ist, das

den konventionell festgelegten Normbedingungen Normdruck 760 Torr und Normtemperatur 273,15 K entspricht. $N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ entspricht der Avogadro-Konstante, die die in einem Mol enthaltene Anzahl Teilchen angibt [2].

In Gleichung (6.34) liefert das Produkt der konstanten bzw. in einer erster Näherung konstanten Größen ($k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Nm} / \text{K}$, $T_e = 300 \text{ K}$, $n_L = 2,69 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$, $Q_{L,e} = 7,48 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$, $r_T = 1100 \text{ kg} / \text{m}^3$, $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ As}$) die dimensionsbehaftete Hilfsgröße $K_1 = 67,8 \text{ m}^4 / \text{As}^3$. Aus Gleichung (6.34) folgt die Beziehung

$$\frac{Z_a}{Z_{a\text{solI}}} = K_1 \cdot \frac{i}{L} \cdot \frac{s_{DW}}{r_T \cdot \bar{v}_T^3} \cdot \ln \left(\frac{s_w}{s_D} \right). \quad (6.36)$$

Die geometrischen Größen behielten in allen experimentell erfolgten Untersuchungen (Kapitel 4) einen festen Wert bei ($s_w = 12,5 \text{ mm}$, $s_D = 0,05 \text{ mm}$, $s_{DW} = 25 \text{ mm}$, $L = 200 \text{ mm}$). Das Produkt aus K_1 mit den geometrischen Größen liefert die dimensionsbehaftete Hilfsgröße $K_2 = 46,8 \text{ m}^4 / \text{As}^3$. Es resultiert aus Gleichung (6.34) die Beziehung

$$\frac{Z_a}{Z_{a\text{solI}}} = K_2 \cdot \frac{i}{r_T \cdot \bar{v}_T^3}. \quad (6.37)$$

Die im Experiment (Kapitel 4) zwischen Drahtelektrode und den Walzenoberflächen fest aufgeprägte Größe Spannung U erzeugt den Entladungsstrom i , dessen Betrag darüber hinaus wesentlich und unmittelbar von der Leitfähigkeit des Gases abhängt, also von der Beweglichkeit der Elektronen im Gas sowie von der an jedem einzelnen

Punkt der Entladungsstrecke existierenden Elektronendichte. Die messtechnisch bestimmten Entladungsströme i werden damit maßgeblich von der aufgeprägten Spannung U sowie den spezifischen Eigenschaften des vorhandenen Gases geprägt. Der Entladungsstrom i stellt somit eine entscheidende physikalische Größe in Gleichung (6.37) dar.

Ist das Verhältnis

$$Z_a / Z_{a\text{ soll}} > 1 \quad (6.38)$$

wird das geladene Farbtröpfchen in seiner Bewegung wirkungsvoll abgebremst. Gleichung (6.37) ist zu entnehmen, dass die Tröpfchengeschwindigkeit v_T mit der dritten Potenz in das Verhältnis $Z_a / Z_{a\text{ soll}}$ eingeht. Der Entladungsstrom i damit entsprechend groß sein muss, um die Forderung (6.38) zu erfüllen.

Tabelle 9 gibt Auskunft bzgl. des Einflusses der Corona-Entladung auf die Bewegung eines geladenen Farbtröpfchens im elektrischen Feld, abhängig von der Geschwindigkeit \bar{v}_T des Farbtröpfchens sowie abhängig von den im Experiment bestehenden elektrischen Feldverhältnissen (Entladungsstrom i , Kapitel 4).

Liefert das aus Gleichung (6.36) $Z_a / Z_{a\text{ soll}}$ berechnete Ergebnis mit den in Tabelle 9 aufgeführten Geschwindigkeiten \bar{v}_T und mittleren Entladungsströmen i einen Betrag $Z_a / Z_{a\text{ soll}} > 1$, ist in Tabelle 9 der Wert 1 eingetragen, sonst der Wert 0. Tabelle 9 zeigt, dass mit den im Experiment (Kapitel 4) gemessenen mittleren Entladungsströmen ein bewegtes $50 \mu\text{m}$ \emptyset -Farbtröpfchen bis zu einer maximal möglichen Geschwindigkeit von $\bar{v}_T = 10 \text{ m/s}$ effektiv abzubremsen ist. Der

Sättigungseffekt bzgl. der Tröpfchenaufladung wurde folglich nicht erreicht, d.h. im Experiment fingen demnach die Farbtröpfchen eine geringere Anzahl als die maximal möglichen Anzahl Ladungsträger Z_g ein (vgl. Kapitel 6.5). Es ist zu berücksichtigen, dass Z_a / Z_{asoll} zum Teil aus Größen besteht deren Werte in den Berechnungen nur in einer ersten Näherung als feste Werte aufzufassen sind. Das Ergebnis Z_a / Z_{asoll} weist damit eine Unschärfe auf, die eine nachfolgende Fehlerbetrachtung erforderlich macht.

Falls $Z_a / Z_{asoll} > 1$ dann 1 sonst 0		Spannung U [V]							
		3000	4000	5000	6000	7000	8000	8500	9000
		Mittlere gemessene Strom i [mA]							
		0,01	0,02	0,03	0,08	0,17	0,34	0,46	0,53
Tröpfchengeschw. v_T [m/s]	3	0	1	1	1	1	1	1	1
	4	0	0	0	1	1	1	1	1
	5	0	0	0	1	1	1	1	1
	6	0	0	0	0	1	1	1	1
	7	0	0	0	0	1	1	1	1
	8	0	0	0	0	0	1	1	1
	9	0	0	0	0	0	0	1	1
	10	0	0	0	0	0	0	0	1

Tabelle 9: Exemplarische dimensionslose Betrachtung Z_a / Z_{asoll} für ein $50 \mu\text{m}$ \varnothing -Farbtröpfchen

6.9 Abschließende Fehlerbetrachtung

Zum Abschluss dieses Kapitels 6 sind einige Fehlerbetrachtungen erforderlich. Fehler können in den numerischen Auswertungen inklusive den Berechnungen zum Bestimmen des dimensionslosen Verhältnisses Z_a / Z_{asoll} dadurch auftreten, dass für die Berechnung der Elektronendichte n_e Plasmadaten von Elektronentemperatur und Stoßquerschnitt (Wirkungsquerschnitt) herangezogen werden müssen, die unter Umständen mit größeren Fehlern (Faktor 2 oder mehr) behaftet sind. Die Stoßquerschnitte für Elektronen sind beispielsweise unmittelbar von der Elektronentemperatur T_e abhängig, in erster Näherung gilt $Q_{L,e} \sim 1/k \cdot T_e$. Für die Elektronentemperatur ist in erster Näherung $k \cdot T_e = 1/40 \text{ eV}$ ($\cong 300\text{K}$) angesetzt worden. Dieser Wert kann - je nach Spannung - deutlich höhere Werte annehmen. Aufgrund der Welleneigenschaft der Elektronen ist der Stoßquerschnitt $Q_{L,e}$ daher als eine unscharfe Größe aufzufassen, dessen Wert bei langsamen Elektronen - und um die handelt es sich in dieser Studie - messtechnisch nicht exakt zu bestimmen ist. Durch die Unsicherheit der Plasmadaten ist beispielsweise bei der Berechnung gemäß Gleichung (6.34) mit Fehlern von durchaus Faktor 2 und mehr zu rechnen.

In Kapitel 6.4.2. und 6.5 wurde angenommen, dass die Tröpfchenaufladung im Feld der Corona-Entladung ihren Sättigungszustand erreicht hat, die Farbtröpfchen eine Grenzladungsmenge Z_g besitzen. Unter dieser Voraussetzung reduziert sich die Fehlermöglichkeit deutlich, da $Q_{L,e}$ in den Berechnungen keine Rolle mehr spielt. Für bewegte Farbtröpfchen mit einer Grenzladung $e \cdot Z_g$ ist somit aufgrund des reduzierten Fehlers eine aussagekräftigere Information bzgl. des möglichen Verhaltens der Farbtröpfchen im Feld der Corona-Entladung mathematisch zu erzielen.

7 Farbtröpfchen im elektrischen Feld

In Kapitel 6 wurde mittels Modellgleichungen der Umfang der negativen Aufladung eines Farbtröpfchens im Feld der Corona-Entladung berechnet. Aus den gewonnenen Ergebnissen konnten der Zustand des Farbtröpfchens im Feld der stationären Corona-Entladung charakterisiert sowie die mögliche weitere Flugbahn des Farbtröpfchens prognostiziert werden. In diesem Kapitel wird der Bahnweg eines negativ geladenen Farbtröpfchens im Feld der stationären Corona-Entladung berechnet. Das Ergebnis der Untersuchung soll zeigen, welche physikalischen Vorgaben das betrachtete Draht-Walzen-System erfüllen muss, um ein negativ geladenes Farbtröpfchen - längs der elektrischen Feldlinien - auf die Walzenoberflächen umzulenken.

7.1 Bahnweg der Farbtröpfchen im Feld der Corona

Die Bewegungsgleichung eines mit der Ladung q negativ geladenen Farbtröpfchens innerhalb des elektrischen Feldes \vec{E} liefert die Impulsbilanz aus Gleichung (5.20). Ausgehend von einem \times beliebigen festen Punkt im stationären Feld der Corona-Entladung ergibt sich der zeitveränderliche Bahnweg des Farbtröpfchens aus:

$$\frac{\partial \vec{u}_T}{\partial t} - \frac{q}{m_T} \cdot \vec{E} = \mathbf{n}_{cT} \cdot \vec{u}_T \quad (7.01)$$

Die Anzahl Stöße pro Sekunde, die das negativ ionisierte Farbtröpfchen der Masse m_T mit den umgebenden Gasmolekülen vollzieht, beschreibt die Stoßzahl \mathbf{n}_{cT} , d.h.

die rechte Seite von Gleichung (7.01) ist gleichzusetzen mit dem Luftwiderstand. Gemeinsam mit dem elektrischen Feld bremst er die Bewegung des Farbtröpfchens ab, die kinetische Energie des Farbtröpfchens reduziert sich.

Eine Analogie besteht zum klassischen Experiment zur Bestimmung der Elementarladung von MILLIKAN (1911). Sehr kleine elektrostatisch geladene Öltröpfchen bewegten sich in einem elektrischen Feld und im Schwerfeld der Erde unter Berücksichtigung der Luftreibungskraft. Unter gewissen Voraussetzungen ist es gerechtfertigt, den Luftwiderstand - gleichbedeutend dem Kollisionsterm aus Gleichung (7.01) - mit dem Reibwiderstand gemäß dem STOKESSCHEN- Gesetz gleichzustellen [14]. Die Näherung ist gerechtfertigt, wenn der bewegte Körper die Gestalt einer Kugel hat und das Medium, in dem sich die Bewegung vollzieht, homogen ist. Die letztgenannte Forderung ist nicht erfüllt, falls die Abmessungen der Farbtröpfchen mit den Größenordnungen der mittleren freien Weglänge der Gasmoleküle Λ_L vergleichbar werden. Das Verhältnis Λ_L / r_T der mittleren freien Weglänge zum Radius des Tröpfchens kann daher als Kriterium für die Anwendbarkeit des STOKESSCHEN- Gesetzes dienen. Ist das Verhältnis

$$\frac{\Lambda_L}{r_T} \ll 1, \quad (7.02)$$

so ist das Gesetz gültig, im anderen Fall kann es nicht angewandt werden [14]. Bei Atmosphärendruck gilt $\Lambda_T < 10^{-4} \text{ cm}$, und die Gleichung (7.02) ist immer erfüllt. Der Kollisionsterm wird durch den *Stokesschen-Reibwiderstand* ersetzt. Aus der Impulsbilanzgleichung (7.01) folgt:

$$\frac{\partial \bar{u}_T}{\partial t} = -\frac{6 \cdot \mathbf{p} \cdot \mathbf{h}_L \cdot \mathbf{r}_T}{m_T} \cdot \bar{u}_T - \frac{q}{m_T} \cdot \bar{E} \quad (7.03)$$

Der innere Reibkoeffizient \mathbf{h}_L in Luft entspricht einer messtechnisch ermittelten Größe, die einen mittleren Wert von $\mathbf{h}_L = 1832 \cdot 10^{-8} \text{Ns}/m^2$ besitzt (SCHPOLSKI [14], S.19).

Die zeitveränderliche Bahn des Farbtröpfchens $\bar{x}_T(t)$ wird aus der Differentialgleichung

$$\ddot{\bar{x}}_T + \frac{6 \cdot \mathbf{p} \cdot \mathbf{h}_L \cdot \mathbf{r}_T}{m_T} \cdot \dot{\bar{x}}_T = -\frac{q}{m_T} \cdot \bar{E} \quad (7.04)$$

ermittelt. Lösung von Gleichung (7.04) ist für $i = 1, 2, 3$ (vgl. Mathematischer Anhang):

$$\begin{aligned} x_{Ti}(t) = & x_{Ti}(0) + \frac{m_T}{6 \cdot \mathbf{p} \cdot \mathbf{h}_L \cdot \mathbf{r}_T} \cdot \left(1 - e^{-\frac{6 \mathbf{p} \cdot \mathbf{h}_L \cdot \mathbf{r}_T}{m_T} t} \right) \cdot \dot{x}_{Ti}(0) + \\ & + \left(1 - e^{-\frac{6 \mathbf{p} \cdot \mathbf{h}_L \cdot \mathbf{r}_T}{m_T} t} - \frac{6 \cdot \mathbf{p} \cdot \mathbf{h}_L \cdot \mathbf{r}_T}{m_T} \cdot t \right) \cdot \frac{m_T \cdot q}{(6 \cdot \mathbf{p} \cdot \mathbf{h}_L \cdot \mathbf{r}_T)^2} \cdot E_i \end{aligned} \quad (7.05)$$

Damit ist die zeitveränderliche Bahn des Farbtröpfchens in vektorieller Darstellung bestimmt. Die Bewegungsgleichung lautet ausgehend von einem x -beliebigen festen Punkt \bar{x}_{T0} im Feld der Corona-Entladung gemeinsam mit der Geschwindigkeit \bar{u}_{T0} des Farbtröpfchens an diesem Punkt:

$$\begin{aligned} \vec{x}_T(t) = & \vec{x}_{T0} + \frac{m_T}{6 \cdot \mathbf{p} \cdot \mathbf{h}_L \cdot r_T} \cdot \left(1 - e^{-\frac{6p \cdot h_L \cdot r_T}{m_T} t} \right) \cdot \vec{u}_{T0} + \\ & + \left(1 - e^{-\frac{6p \cdot h_L \cdot r_T}{m_T} t} - \frac{6 \cdot \mathbf{p} \cdot \mathbf{h}_L \cdot r_T}{m_T} \cdot t \right) \cdot \frac{m_T \cdot q}{(6 \cdot \mathbf{p} \cdot \mathbf{h}_L \cdot r_T)^2} \cdot \vec{E} \end{aligned} \quad (7.06)$$

Die elektrische Feldstärke \vec{E} - nach Gleichung (6.05) - gilt im Koordinatensystem $\{x_1; x_2\}$, wie Abbildung 7.1 zeigt.

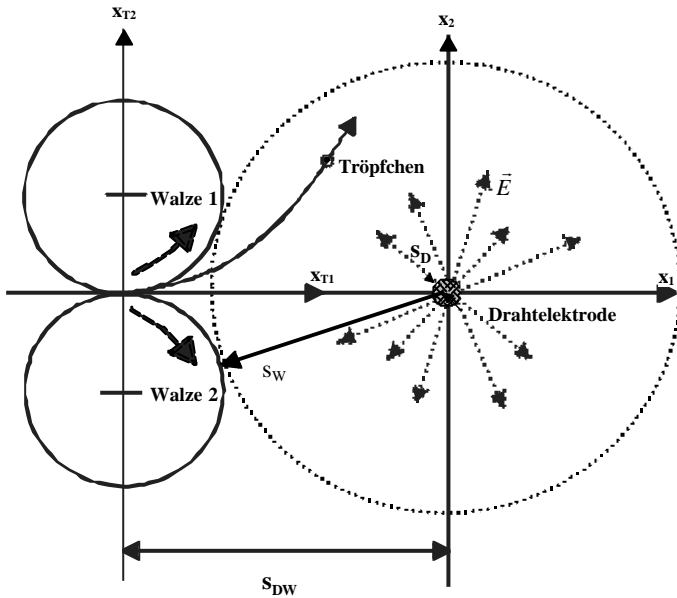


Abb. 7.1: Schematische Darstellung: Koordinatensystem elektrisches Feld, Koordinatensystem Bewegungsgleichung

Zur Berechnung des zeitveränderlichen Wegs des Farbtröpfchens - nach Gleichung (7.06) - muss \vec{E} in das Koordinatensystem $\{x_{T1}; x_{T2}\}$ der Bewegungsgleichung transformiert werden. Die Transformationsgleichungen lauten:

$$x_1 = s_{DW} - s_D - x_{T1}, \quad (7.07)$$

und

$$x_2 = x_{T2}. \quad (7.08)$$

Damit folgt für die modifizierte elektrische Feldstärke:

$$\vec{E} = \frac{U}{\ln \frac{s_W}{s_D}} \cdot \begin{pmatrix} \frac{s_{DW} - s_D - x_{T1}}{(s_{DW} - s_D - x_{T1})^2 + x_{T2}^2} \\ \frac{x_{T2}}{(s_{DW} - s_D - x_{T1})^2 + x_{T2}^2} \end{pmatrix} \quad (7.09)$$

7.2 Simulation und Diskussion

Die Vielzahl praktikabler Anfangswerte \vec{x}_{T0} , \vec{u}_{T0} , mit denen der zeitveränderliche Bahnweg des Farbtröpfchens durch Gleichung (7.06) berechenbar ist, erfordert es, aus dem zu untersuchenden Entladungsgebiet - zwischen der Drahtelektrode und den Walzenoberflächen - signifikante Randwerte zu wählen, von denen ausgehend die Bewegung der Farbtröpfchen mathematisch zu bestimmen ist.

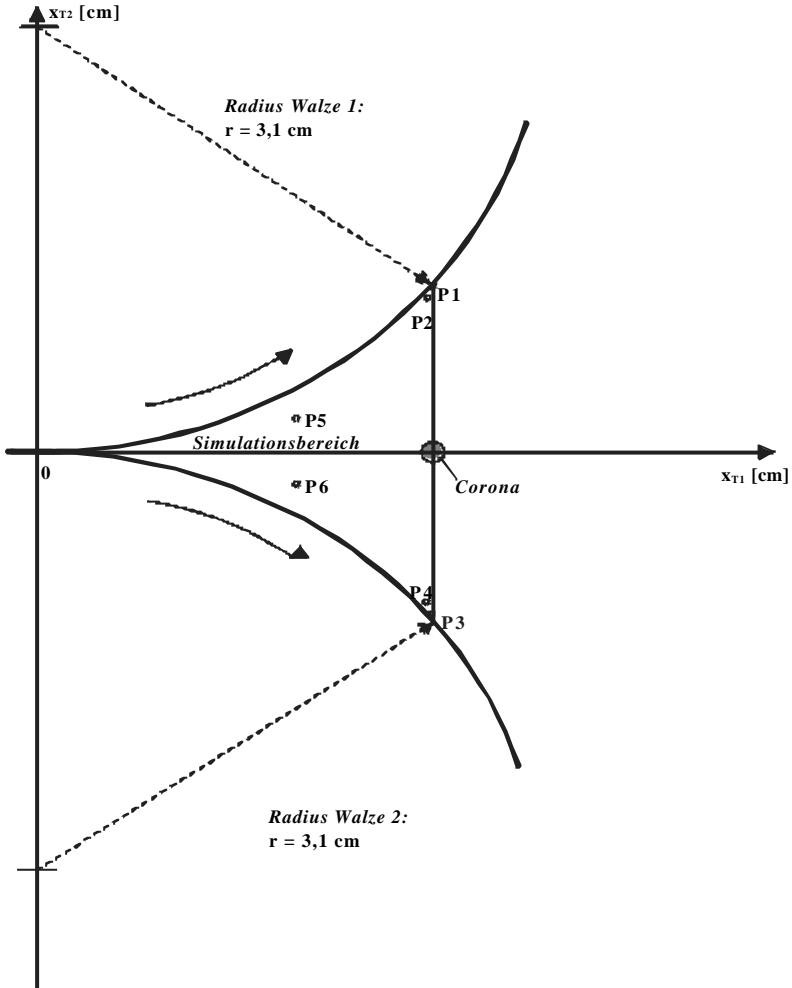


Abb. 7.2: Schematische Darstellung der zur Simulation der Bahn eines Farbtröpfchens gewählten Anfangspositionen

Zwei der insgesamt sechs gewählten Anfangswerte \vec{x}_{r0} befinden sich unmittelbar auf den Walzenoberflächen. Entsprechend Abbildung 7.2 liegen diese beiden

Anfangswerte \vec{x}_{T_0} in den Punkten $P1$ und $P3$, spiegelsymmetrisch bezüglich der Abszisse im $x_{T_1}x_{T_2}$ -Koordinatensystem zueinander, die x_{T_2} -Komponente des Anfangswerts \vec{x}_{T_0} im Punkt $P3$ ist negativ. Geringfügig zu den Punkten $P1$ und $P3$ vorgelagert sind zwei weitere Anfangswerte \vec{x}_{T_0} . Diese genügen den Punkten $P2$ und $P4$ in Abbildung 7.2.

Darüber hinaus - stellvertretend für die Vielzahl möglicher Anfangswerte \vec{x}_{T_0} im Feld der Corona-Entladung - wird ausgehend von den beiden Anfangswerten \vec{x}_{T_0} im Punkt $P5$ sowie Punkt $P6$ (Abbildung 7.2) der zeitveränderliche Bahnweg des Farbtröpfchens mit Gleichung (7.06) berechnet. Die Punkte $P5$ und $P6$ befinden sich auf halbem Weg zwischen Drahtelektrode, Walzenspalt und der jeweiligen Walzenoberfläche.

In den sechs durchzuführenden Berechnungen genügt die Anfangsgeschwindigkeit \vec{u}_{T_0} der im Experiment eingesetzten Umfangsgeschwindigkeit des Walzenpaares von 200 cm/s. Das negativ ionisierte Farbtröpfchen entspricht in erster Näherung einer Kugel von 100 μm \varnothing und folgt damit der durchschnittlichen Größe der Farbtröpfchen im Experiment (vgl. Kapitel 4.5). Der Abstand Walzenspalt-Drahtelektrode $s_{DW} = 2,5 \text{ cm}$ sowie Walzenoberfläche-Drahtelektrode $s_w = 1,25 \text{ cm}$ bleibt fest (Abbildung 7.1).

Die Abbildungen 7.3 bis 7.8 stellen die mit Gleichung (7.06) berechneten Bahnverläufe $\vec{x}_r(t)$, des negativ ionisierten 100 μm \varnothing -Farbtröpfchens, mit denen im Experiment genutzten Spannungen dar (vgl. Kapitel 4.3.1).

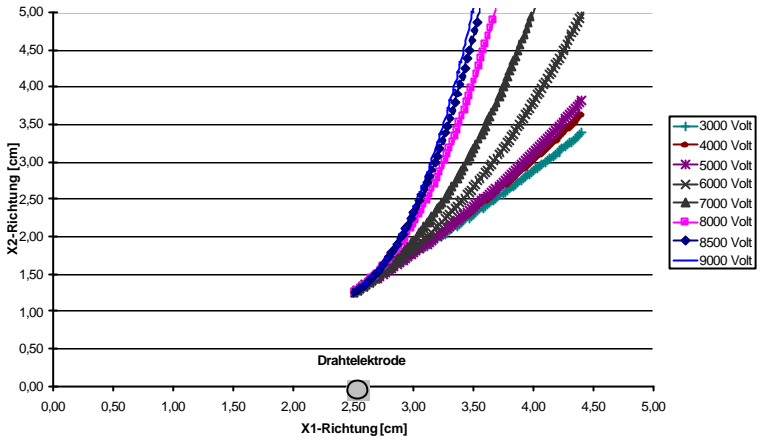


Abb. 7.3: Bahn eines 100 mm \varnothing -Farbtröpfchens ausgehend vom Punkt P1: $\vec{x}_{T0} = \{2.5; 1.25\}$ cm mit einer Anfangsgeschwindigkeit des Tröpfchens von $\vec{u}_{T0} = \{200; 200\}$ cm/s

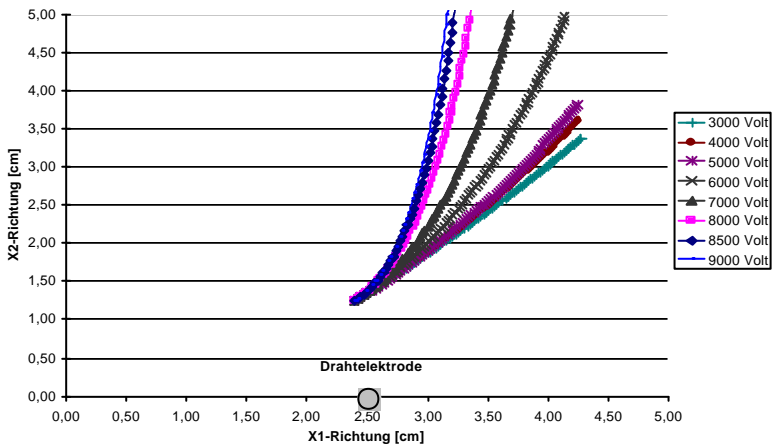


Abb. 7.4: Bahn eines 100 mm \varnothing -Farbtröpfchens ausgehend vom Punkt P2: $\vec{x}_{T0} = \{2.4; 1.24\}$ cm mit einer Anfangsgeschwindigkeit des Tröpfchens von $\vec{u}_{T0} = \{200; 200\}$ cm/s

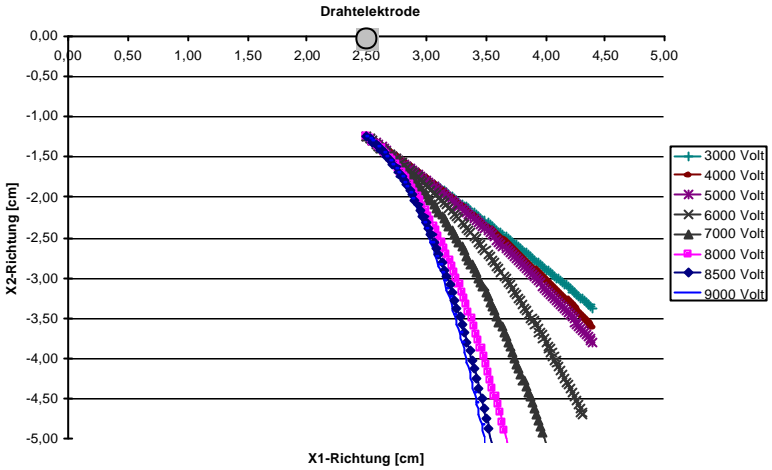


Abb. 7.5: Bahn eines 100 mm \varnothing -Farbtropfchens ausgehend vom Punkt P3: $\vec{x}_{T0} = \{2,5; -1,25\} \text{ cm}$ mit einer Anfangsgeschwindigkeit des Tröpfchens von $\vec{u}_{T0} = \{200; 200\} \text{ cm/s}$

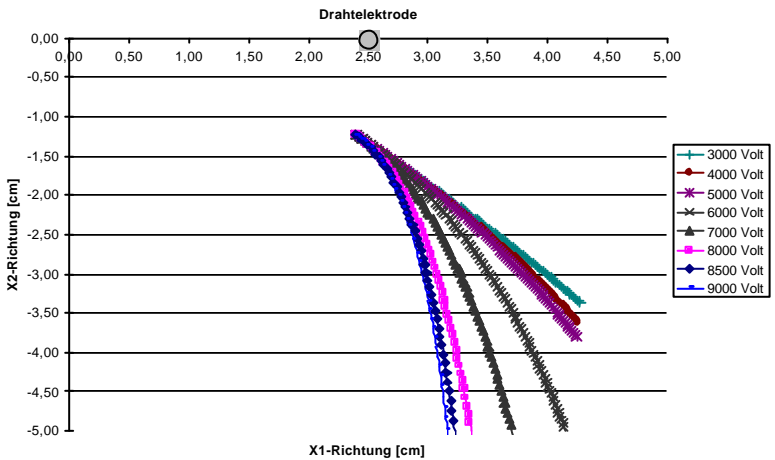


Abb. 7.6: Bahn eines 100 mm \varnothing -Farbtropfchens ausgehend vom Punkt P4: $\vec{x}_{T0} = \{2,4; -1,24\} \text{ cm}$ mit einer Anfangsgeschwindigkeit des Tröpfchens von $\vec{u}_{T0} = \{200; 200\} \text{ cm/s}$

Abbildung 7.3 zeigt den Weg des negativ ionisierten 100 μm \emptyset -Farbtröpfchens, beginnend im Anfangswert $\bar{x}_{T_0} = \{2.5; 1.25\}$ cm der dem Punkt $P1$ in Abbildung 7.2 auf den Walzenoberflächen entspricht. Umso größer die feste Spannung zwischen den Elektroden ist, desto mehr bewegt sich das Farbtröpfchen in Richtung der Walzenoberfläche. Spannungen kleiner gleich 5000 Volt bremsen die Bewegung des Farbtröpfchens nicht effektiv ab. Das Farbtröpfchen diffundiert in den freien Raum, ein mögliches Farbnebel ist die Folge.

In Abbildung 7.4 sind - ausgehend von Punkt $P2$ in Abbildung 7.2 - für den Anfangswert $\bar{x}_{T_0} = \{2.4; 1.24\}$ cm die aus Gleichung (7.06) berechneten Bahnverläufe des negativ ionisierten 100 μm \emptyset -Farbtröpfchens zu sehen. Analog der vorangegangenen Betrachtung, ausgehend vom Anfangswert $\bar{x}_{T_0} = \{2.5; 1.25\}$ cm , verändert das ionisierte Farbtröpfchen seine - mit Austritt aus dem auslaufseitigen Walzenspalt - zugewiesene Vorzugsrichtung mit der Spannung passend dem existierenden elektrischen Feld. Für Spannungen größer gleich 6000 Volt kehrt der Bahnverlauf des Farbtröpfchens in Richtung der Walzenoberflächen um.

Ein Vergleich zwischen den Bahnverläufen der Abbildungen 7.3 und 7.4 zeigt: Ausgehend vom Anfangswert $\bar{x}_{T_0} = \{2.4; 1.24\}$ cm (Punkt $P2$, Abbildung 7.2) werden mit ansteigender Spannung die zeitveränderlichen Verläufe des 100 μm \emptyset -Farbtröpfchens effektiver in Richtung der Walzenoberflächen umgelenkt, entgegen den berechneten Farbtröpfchenverläufen beginnend im Anfangswert $\bar{x}_{T_0} = \{2.5; 1.25\}$ cm (Punkt $P1$, Abbildung 7.2). Punkt $P2$ ist minimal zu Punkt $P1$ in Richtung anwachsender Feldstärke vorgelagert. Wie die Gegenüberstellung verdeutlicht, wird der zeitveränderliche Weg $\bar{x}_T(t)$ des negativ ionisierten

Farbtröpfchens entscheidend mit der Lage des Farbtröpfchens im elektrischen Feld geprägt.

Gleiche Erkenntnis liefert der Vergleich zwischen den berechneten Bahnverläufen des negativ ionisierten 100 μm \emptyset -Farbtröpfchens in den Abbildungen 7.5 und 7.6. Der Anfangswert \vec{x}_{T0} in Punkt $P4$ ist gegenüber dem Anfangswert \vec{x}_{T0} in Punkt $P3$ in Richtung ansteigender Feldstärke minimal vorgelagert (Abbildung 7.2). Beide Anfangswerte \vec{x}_{T0} besitzen eine negative x_{T2} -Komponente.

Stellvertretend für die große Anzahl möglicher Anfangswerte \vec{x}_{T0} im Entladungsgebiet zwischen den Walzenoberflächen und der Drahtelektrode stellen die Abbildungen 7.7 und 7.8, die in den Punkten $P5$ ($\vec{x}_{T0} = \{1.25; 0.15\} \text{ cm}$) sowie $P6$ ($\vec{x}_{T0} = \{1.25; -0.15\} \text{ cm}$) nach Abbildung 7.2 beginnenden und nach Gleichung (7.06) berechneten, zeitveränderlichen Verläufe des negativ ionisierten 100 μm \emptyset -Farbtröpfchens dar.

Umso größer die Spannung zwischen den Elektroden ist, desto stärker ist die elektrische Feldkraft, die die Bahn des negativ ionisierten 100 μm \emptyset -Farbtröpfchens beeinflusst. Gleichlaufend mit zunehmender elektrischer Feldstärke, lenkt das bewegte negativ ionisierte Farbtröpfchen stärker in Richtung der Walzenoberflächen um, zeitgleich verkürzt sich damit die Dauer des Farbtröpfchenflugs.

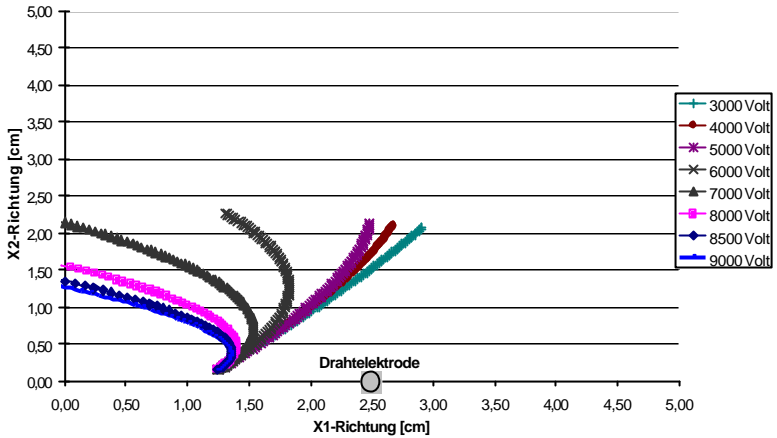


Abb. 7.7: Bahn eines 100 mm \varnothing -Farbtröpfchens ausgehend vom Punkt P5: $\vec{x}_{T0} = \{1.25; 0.15\} \text{cm}$ mit einer Anfangsgeschwindigkeit des Tröpfchens von $\vec{u}_{T0} = \{200; 200\} \text{cm/s}$

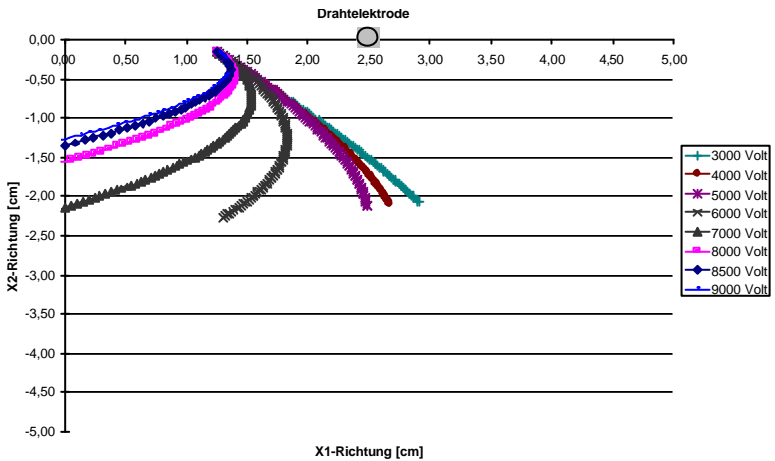


Abb. 7.8: Bahn eines 100 mm \varnothing -Farbtröpfchens ausgehend vom Punkt P6: $\vec{x}_{T0} = \{1.25; -0.15\} \text{cm}$ mit einer Anfangsgeschwindigkeit des Tröpfchens von $\vec{u}_{T0} = \{200; 200\} \text{cm/s}$

Die mit Gleichung (7.06) berechneten, Bahnverläufe des negativ ionisierten 100 μm \emptyset -Farbtröpfchens korrelieren mit den experimentell erzielten Ergebnissen aus Kapitel 4.3.1, bezüglich der gemessenen Menge von Farbtröpfchen auf den Messstreifen. Für alle sechs exemplarisch untersuchten Anfangswerte \vec{x}_{t_0} , lenkte - mit Wahl von Elektrodenspannungen größer gleich 7000 Volt - der berechnete Bahnweg des negativ ionisierten Farbtröpfchens auf die Walzenoberflächen um. Übereinstimmend dazu belegten die Experimente (vgl. Kapitel 4.3.1), dass für Elektrodenspannungen von 7000 und 8000 Volt die am auslaufseitigen Walzennipp austretenden Farbtröpfchen nahezu vollständig auf die Walzenoberflächen zurück geführt werden konnten. Ferner zeigten die sechs berechneten zeitveränderlichen Farbtröpfchenverläufe, dass für Elektrodenspannungen kleiner 6000 Volt keine Rückführung der Farbtröpfchen auf die Walzenoberflächen erfolgt, passend zu den experimentell erzielten Ergebnissen bei analogen Spannungen (vgl. Kapitel 4.3.1).

Unberücksichtigt in den hergeleiteten analytischen Modellgleichungen bleiben die Zustände der Gasentladung, in denen die positiv ionisierten Luftmoleküle sowie die Photonen die Farbtröpfchenbewegung merklich beeinflussen. Wegen der Übereinstimmung mit den experimentellen Werten haben diese Einflüsse offenbar nur geringe Auswirkungen, d.h. in hinreichend guter Näherung dominiert der negative Aufladungsprozess der Farbtröpfchen durch die Corona-Entladung.

Die Ergebnisse gelten für ein ruhendes Gas. Gasströmungen mit Geschwindigkeiten kleiner 200 cm/s können mitberücksichtigt werden durch einen Zusatzterm zur Reibungskraft $-6 \cdot \mathbf{p} \cdot \mathbf{h}_L \cdot r_T \cdot \vec{u}_s$. Resultierende Reibungskraft ist dann $-6 \cdot \mathbf{p} \cdot \mathbf{h}_L \cdot r_T \cdot (\vec{u}_T + \vec{u}_s)$. Der Vergleich von \vec{u}_T ohne Strömung mit \vec{u}_s zeigt, ob die Strömung vernachlässigt werden kann.

Die Driftgeschwindigkeit $\vec{u}_T(t)$ eines negativ ionisierten Farbtröpfchens im ruhenden Gas ist mit Differentiation der Bewegungsgleichung (7.06) wie folgt abzuleiten:

$$\vec{u}_T(t) = \vec{u}_{T0} \cdot e^{-\frac{6p \cdot h_L \cdot r_T}{m_T} t} + \left(e^{-\frac{6p \cdot h_L \cdot r_T}{m_T} t} - 1 \right) \cdot \frac{q}{6 \cdot p \cdot h_L \cdot r_T} \cdot \vec{E} \quad (7.10)$$

Abbildung 7.9 stellt den zeitveränderlichen Betrag $|\vec{u}_T(t)|$ der Driftgeschwindigkeit $\vec{u}_T(t)$ dar. $|\vec{u}_T(t)|$ berechnet sich über einen festen 12,5 ms Zeitraum aus Gleichung (7.10) für ein negativ ionisiertes 100 μm \emptyset -Farbtröpfchen mit den im Experiment eingesetzten Spannungen (vgl. Kapitel 4.3.1). Der feste 12,5 ms Zeitraum entspricht in erster Näherung der Zeit, den ein 200 cm/s schnelles gleichförmig bewegtes Farbtröpfchen zum Durchqueren des äußeren Entladungsgebiets der Corona benötigt (vgl. Tabelle 5, Kapitel 6.5).

Nach Abbildung 7.9 generieren Elektroden Spannungen bis 6000 Volt elektrische Feldkräfte, die fortwährend das in Richtung der Drahtelektrode bewegte negativ ionisierte 100 μm \emptyset -Farbtröpfchen abbremsen. $|\vec{u}_T(t)|$ nimmt stetig über den 12,5 ms Zeitrahmen ab. Beträgt die Spannung 7000 Volt und mehr, sinkt - mit beginnender Flugzeit t - der Geschwindigkeitsbetrag $|\vec{u}_T(t)|$ über einen kurzen Zeitraum zunächst ab, d.h. die Geschwindigkeit des negativ ionisierten Farbtröpfchens verringert sich effizient durch das elektrische Feld. Mit weiter fortschreitender Flugdauer wächst $|\vec{u}_T(t)|$ relativ zur Stärke des existierenden elektrischen Feldes unterschiedlich stark an. Das negativ ionisierte 100 μm \emptyset -Farbtröpfchen beschleunigt in Richtung der Walzenoberflächen.

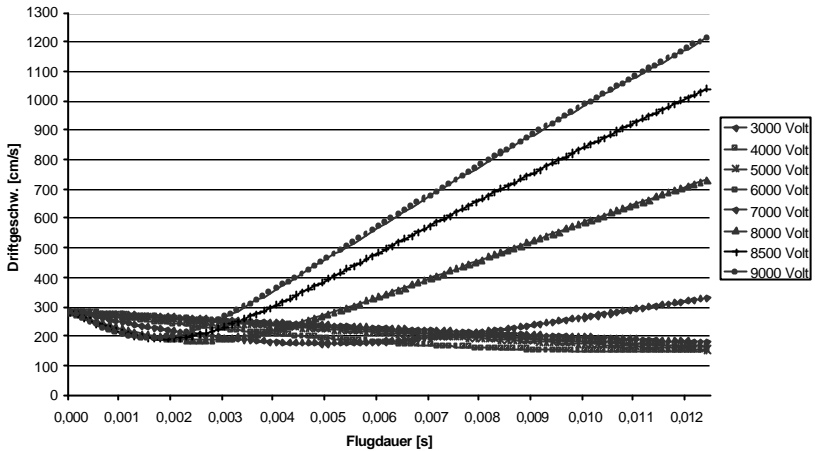


Abb. 7.9: Betrag der Geschwindigkeit $|\vec{u}_T|$ für ein 100 mm \varnothing -Farbtröpfchen im ruhenden Gas. Die Anfangsgeschwindigkeit des Tröpfchens beträgt $\vec{u}_{T0} = \{200; 200\} \text{ cm/s}$

Aus der Bewegungsgleichung (7.03) leitet sich, bei Mitberücksichtigen der Gasströmung \vec{u}_s über den Zusatzterm $-6 \cdot \mathbf{p} \cdot \mathbf{h}_L \cdot r_T \cdot \vec{u}_s$ in der resultierenden Reibungskraft $-6 \cdot \mathbf{p} \cdot \mathbf{h}_L \cdot r_T \cdot (\vec{u}_T + \vec{u}_s)$, die Driftgeschwindigkeit $\vec{u}_T(t)$ wie folgt ab:

$$\vec{u}_T(t) = \vec{u}_{T0} \cdot e^{-\frac{6\mathbf{p} \cdot \mathbf{h}_L \cdot r_T}{m_r} t} + \left(e^{-\frac{6\mathbf{p} \cdot \mathbf{h}_L \cdot r_T}{m_r} t} - 1 \right) \cdot \left(\frac{q}{6 \cdot \mathbf{p} \cdot \mathbf{h}_L \cdot r_T} \cdot \vec{E} + \vec{u}_s \right) \quad (7.11)$$

Abbildung 7.10 stellt analog Abbildung 7.9 den aus Gleichung (7.11) bestimmten Betrag der Geschwindigkeit $|\vec{u}_T|$ über den festen $12,5 \text{ ms}$ Zeitrahmen für ein negativ ionisiertes 100 mm \varnothing -Farbtröpfchen dar. Die Gasströmung beträgt

$\vec{u}_s = \{200; 200\} \text{ cm/s}$, was im Experiment der maximal möglichen Geschwindigkeit des Gases entspricht (vgl. Kapitel 4.3.1).

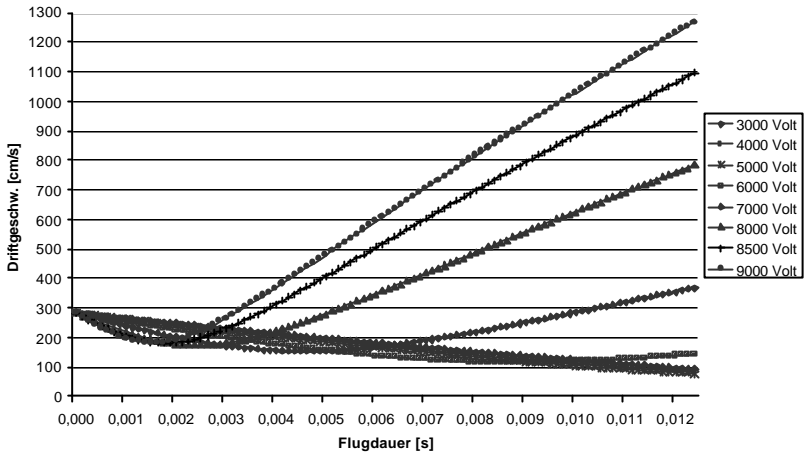


Abb. 7.10: Betrag der Geschwindigkeit $|\vec{u}_r|$ für ein 100 mm \varnothing -Farbtröpfchen bei Berücksichtigen der Gasströmung \vec{u}_s . Die Anfangsgeschwindigkeit des Tröpfchens beträgt $\vec{u}_{r0} = \{200; 200\} \text{ cm/s}$

Der Vergleich zwischen den zeitveränderlichen Verläufen $|\vec{u}_r|$ - in den Abbildungen 7.9 und 7.10 - zeigt, dass die Kennlinien in beiden Abbildungen näherungsweise identisch verlaufen. Die Gasströmung \vec{u}_s ist damit vernachlässigbar. Spannungen größer gleich 7000 Volt führen in beiden Betrachtungsfällen zu einem näherungsweise deckungsgleichen Kennlinienverlauf $|\vec{u}_r|$. Die Möglichkeit, das negativ ionisierte 100 mm \varnothing -Farbtröpfchen auf die Walzenoberflächen zu bewegen, wird somit in beiden Fällen gleichermaßen durch den näherungsweise gleichwertig

ansteigenden Verlauf von $|\vec{u}_T|$ wiedergegeben. Wie Abbildung 7.10 weiter zeigt, wird für Spannungen kleiner gleich 6000 Volt der Verlauf von $|\vec{u}_T|$ erkennbar durch die Gasströmung beeinflusst. Die Kennlinien fallen geringfügig stärker über den 12,5 ms Zeitrahmen ab, entgegen den stetig abnehmenden Verläufen $|\vec{u}_T|$ in Abbildung 7.9.

Der Vergleich verdeutlicht, dass die Bewegungsgleichung (7.06) in einer hinreichend guten Näherung die zeitveränderliche Bewegung eines Farbtröpfchens im Feld der stationären Corona-Entladung - zwischen der Drahtelektrode und einem rotierenden Walzenpaar - wiedergibt. Die mit Gleichung (7.06) in diesem Kapitel mathematisch gewonnenen Erkenntnisse bleiben bestehen.

8 Zusammenfassung

Es wurde gezeigt, dass mit Hilfe einer negativen Corona-Entladung ein durch die Farbspaltung im Auslauf eines Zweiwalzensystems ausgelöstes Farbnebeln auf die farbführenden Walzen zurückgelenkt werden kann. Der Entladungshergang, die Aufladung der Farbtröpfchen sowie die, mittels des elektrischen Feldes, beeinflusste Farbtröpfchenbewegung wurden experimentell untersucht und mit Hilfe der zugrunde liegenden physikalischen Prozesse mathematisch beschrieben.

Voruntersuchungen hatten in einem ersten Schritt gezeigt, dass das physikalische Phänomen der Ladungstrennung, die mit der Farbspaltung im Auslauf farbführender Walzenpaare bereits zu einer Aufladung der Farbtröpfchen führt, für sich allein nicht ausreicht, um unter zusätzlicher Einwirkung eines äußeren elektrischen Feldes die geladenen Farbtröpfchen auf die Walzenoberflächen zurückzulenken und damit ein in die freie Umgebung sich ausbreitendes Farbnebeln zu vermeiden.

In dem zweiten Schritt gelang es dann, mit Hilfe einer zusätzlichen negativen Corona-Entladung in dem sog. stationären Zustand der Entladung die frei gesetzten Farbtröpfchen unipolar negativ elektrostatisch aufzuladen und auf die Walzenoberflächen umzudirigieren. Zu diesem Zweck wurde dem auslaufseitigen Walzenspalt eine Drahtelektrode als zusätzliche Ladungsquelle vorgelagert. Im Experiment wurde die Corona-Entladung für Elektrodenspannungen zwischen 7000 und 8000 Volt stationär. Damit einher ging ein unipolarer Strom - vorzugsweise Elektronen - von der Drahtelektrode in Richtung der geerdeten Walzenoberflächen. Im negativ raumladungsbeschwerten Feld der äußeren Corona ionisierten die Farbtröpfchen durch Elektroneneinfang umfassend negativ, was ihre Bewegungsumkehr zurück auf die rotierenden Walzenoberflächen durch die elektrischen Feldkräfte ermöglichte.

Die Modellgleichungen leiteten sich aus der kinetischen Gastheorie her. Sie gestatten die numerische Berechnung sowohl der mittleren Elektronendichte \bar{n}_e im Feld der stationären Corona-Entladung als auch der Anzahl Elektronen Z_a , die ein Farbtröpfchen durchschnittlich mit Durchqueren des Entladungsgebiets einfängt. Der Vergleich von Z_a mit der berechneten Grenzladungsmenge Z_g , die ein Farbtröpfchen maximal besitzt, zeigt, dass im stationären Zustand der Corona-Entladung ein Farbtröpfchen maximal aufgeladen wird. Für die Grenzladungsmenge Z_g , die ein gesättigtes Farbtröpfchen dann auf seiner Oberfläche besitzt, prognostizieren die damit berechneten Driftgeschwindigkeiten, dass im stationären Zustand der Corona-Entladung, die mit höheren Umfangsgeschwindigkeiten des Walzenpaars - bis ca. 20 m/s - auftretenden Gasturbulenzen die Bahnkurve des geladenen Farbtröpfchens nur unwesentlich beeinflussen. Ferner wurde die notwendige Anzahl Elektronen Z_{asoll} berechnet, die ein negativ geladenes Farbtröpfchen benötigt, um im Feld der äußeren Corona effektiv abzubremesen. Der Vergleich $Z_a - Z_{asoll}$ lieferte die Information, wann das bewegte Farbtröpfchen im Feld der Corona-Entladung effektiv abzubremesen ist. Das Ergebnis zeigte, dass neben dem elektrischen Feld und der Geschwindigkeit des ionisierten Farbtröpfchens vor allem die Größe der Farbtröpfchen ihre freie Bewegung prägt.

Um eine allgemeine Aussage über den Beitrag der einzelnen dimensionsbehafteten physikalischen Größen beim Abbremsen eines geladenen Farbtröpfchens im elektrischen Feld zu gewinnen, wurde eine dimensionslose Betrachtung durchgeführt. Das Verhältnis der möglichen Anzahl Elektronen Z_a zur notwendigen Anzahl Elektronen Z_{asoll} pro Farbtröpfchen stellte die zu untersuchende dimensionslose Beziehung dar. Die Tröpfchengeschwindigkeit v_t lieferte dabei den größten Beitrag

zum Verhältnis $Z_a / Z_{a\text{sol}} \cdot v_T$ ging mit seiner dritten Potenz in das Verhältnis $Z_a / Z_{a\text{sol}}$ ein.

Die aus der Berechnung hervorgegangenen zeitveränderlichen Bewegungsverläufe der Farbtröpfchen wiesen eine gute Übereinstimmung mit den experimentell erzielten Ergebnissen auf. Für elektrische Spannungen, bei denen im Experiment eine stationäre Corona-Entladung eintrat, ergab auch die Berechnung, dass die Farbtröpfchen zurück auf die rotierenden Walzenoberflächen gelenkt werden.

Mathematischer Anhang

Lösung der Bewegungsgleichung mittels Laplace-Transformation

Der direkte Lösungsweg des Differentialgleichungssystems aus dem Kapitel 7.1 ist nachfolgend dargestellt.

Die Lösung der Differentialgleichung

$$\ddot{\vec{x}}_T + \underbrace{\frac{6 \cdot \mathbf{p} \cdot \mathbf{h}_L \cdot \Gamma_T}{m_T}}_{a_1} \cdot \dot{\vec{x}}_T = - \underbrace{\frac{\mathbf{q}}{m_T}}_{a_2} \cdot \vec{E} \quad (\text{A 01})$$

erfolgt anhand der schematisierten Differentialgleichung:

$$\ddot{\vec{x}}_T + a_1 \cdot \dot{\vec{x}}_T = -a_2 \cdot \vec{E} \quad (\text{A 02})$$

Mittels komponentenweiser Laplace-Transformation gewinnt man daraus die Beziehung

$$\left[s^2 \cdot \vec{x}_{Ti}(s) - s \cdot \vec{x}_{Ti}(0) - \dot{\vec{x}}_{Ti}(0) \right] + a_1 \cdot \left[s \cdot \vec{x}_{Ti}(s) - \vec{x}_{Ti}(0) \right] = -a_2 \cdot \frac{\vec{E}_i}{s}, \quad (\text{A 03})$$

die weiterführend modifiziert den Ausdruck

$$x_{Ti}(s) = \frac{1}{s} \cdot x_{Ti}(0) + \frac{1}{s \cdot (s+a_1)} \cdot \dot{x}_{Ti}(0) - \frac{1}{s^2 \cdot (s+a_1)} \cdot a_2 \cdot E_i, \quad (\text{A 04})$$

für $i = 1, 2, 3$ liefert. Mit Zerlegen der zweiten und dritten rationalen Funktion dieser Beziehung in Partialbrüche ergeben sich die Ausdrücke

$$F_1(s) = \frac{1}{s^2 \cdot (s+a_1)} = \frac{r_{11}}{s} + \frac{r_{12}}{s^2} + \frac{r_{13}}{s+a_1} \quad (\text{A 05})$$

und

$$F_2(s) = \frac{1}{s \cdot (s+a_1)} = \frac{r_{21}}{s} + \frac{r_{22}}{s+a_1}. \quad (\text{A 06})$$

Die Koeffizienten $r_{11}, r_{12}, r_{13}, r_{21}$ und r_{22} wurden mit Hilfe von Residuensätzen bestimmt. Für die beiden analytischen Funktionen $F_1(s)$ und $F_2(s)$, die in den Punkten $s=0$ und $s=-a_1$ isolierte Singularitäten besitzen, ergeben sich daraus die Koeffizienten zu:

$$r_{12} = \text{res}_{s=0} F_1(s) = [s^2 \cdot F_1(s)]_{s=0} = \frac{1}{a_1},$$

$$r_{13} = \text{res}_{s=-a_1} F_1(s) = [(s+a_1) \cdot F_1(s)]_{s=-a_1} = \frac{1}{a_1^2},$$

$$r_{21} = \text{res}_{s=0} F_2(s) = [s \cdot F_2(s)]_{s=0} = \frac{1}{a_1},$$

$$r_{22} = \operatorname{res}_{s=-a_1} F_2(s) = \left[(s + a_1) \cdot F_2(s) \right]_{s=-a_1} = -\frac{1}{a_1}.$$

Darüber hinaus besitzt die analytische Funktion $F_1(s)$ in $s=0$ eine 2-fache Polstelle. Mittels Laurententwicklung lässt sich dieses Residuum weiterführend berechnen [12]. Aus der Beziehung

$$r_{11} = \operatorname{res}_{s=0} F_1(s) = \frac{1}{1!} \left[\frac{\partial}{\partial s} (s^2 \cdot F_1(s)) \right]_{s=0}$$

ergibt sich für den Koeffizienten r_{11} :

$$r_{11} = \left[\frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{1}{s + a_1} \right) \right]_{s=0} = \left[-\frac{1}{(s + a_1)^2} \right]_{s=0} = -\frac{1}{a_1^2}.$$

Unter Berücksichtigung der Partialbrüche und der dazugehörigen Koeffizienten liefert Gleichung (A 04) die Funktion

$$x_{Ti}(s) = \frac{1}{s} \cdot x_{Ti}(0) + \left(\frac{1}{s} - \frac{1}{s + a_1} \right) \cdot \frac{\dot{x}_{Ti}(0)}{a_1} - \left(\frac{1}{(s + a_1)} + \frac{a_1}{s^2} - \frac{1}{s} \right) \cdot \frac{a_2}{a_1^2} \cdot E_1. \quad (\text{A } 07)$$

Die ersten beiden Funktionsterme stellen dabei die homogene Lösung, der dritte Term die partikuläre Lösung der Differentialgleichung dar. Mit der Rücktransformation in den Zeitbereich folgt die gesuchte Bewegungsgleichung in Richtung der Komponente i :

$$x_{T_1}(t) = x_{T_1}(0) + \frac{1}{a_1} (1 - e^{-a_1 t}) \cdot \dot{x}_{T_1}(0) + (1 - e^{-a_1 t} - a_1 \cdot t) \cdot \frac{a_2}{a_1^2} \cdot E_i \quad (\text{A } 08)$$

Aus Gleichung (A 08) folgt schließlich für die Bewegungsgleichung eines Farbtröpfchens in vektorieller Darstellung:

$$\begin{aligned} \bar{x}_T(t) = & \bar{x}_{T_0} + \frac{m_T}{6 \cdot \mathbf{p} \cdot \mathbf{h}_L \cdot r_T} \cdot \left(1 - e^{-\frac{6 \mathbf{p} \cdot \mathbf{h}_L \cdot r_T}{m_T} t} \right) \cdot \bar{u}_{T_0} + \\ & + \left(1 - e^{-\frac{6 \mathbf{p} \cdot \mathbf{h}_L \cdot r_T}{m_T} t} - \frac{6 \cdot \mathbf{p} \cdot \mathbf{h}_L \cdot r_T}{m_T} \cdot t \right) \cdot \frac{m_T \cdot q}{(6 \cdot \mathbf{p} \cdot \mathbf{h}_L \cdot r_T)^2} \cdot \bar{E} \end{aligned} \quad (\text{A } 09)$$

Symbolliste

Liste der häufig verwendeten Symbole

Formelzeichen	Physikalische Größe	Dimension
A	Parameter für ein Atom	
A^m	Parameter für ein Atom im metastabilen Zustand	
A^*	Parameter für ein Atom im angeregten Zustand	
A^+	Parameter für ein einfach positiv ionisiertes Atom	
A^-	Parameter für ein einfach negativ ionisiertes Atom	
B	Parameter für ein Atom	
BB	Parameter für ein Molekül	
a_0	Bohr-Radius	cm
c	Relativgeschwindigkeit der stoßenden Teilchen	cm/s
d^3v	Geschwindigkeitselement	s^3/cm^3
d^3x	Raumelement	cm^3
$d^2\Omega$	Raumwinkelelement	
\vec{E}	Elektrische Feldstärke	V/cm
E_0	Mittlere elektrische Feldstärke im Plasma	V/cm
E_T	Elektrisches Feld eines Farbtröpfchens	V/cm
\vec{F}	Äußerer Krafteinfluss auf ein Teilchen	N
$f(\vec{x}, \vec{v}, t)$	Verteilungsfunktion, Wahrscheinlichkeitsdichte	s^3/cm^6
i	Gesamtstrom	A

\vec{j}_e	Elektronen-Stromdichte	A/cm ²
\bar{j}_e	Mittlere Elektronen-Stromdichte	A/cm ²
\bar{j}_{e0}	Mittlere Elektronen-Stromdichte im Plasma	A/cm ²
L	Länge der Drahtelektrode	cm
m	Masse eines Teilchens	kg
m_{ges}	Gesamtmasse von Farbtröpfchen auf Mess-Streifen	mg
m_T	Masse eines Farbtröpfchens	g
N	Teilchenanzahl	
n	Teilchendichte	cm ⁻³
n_e	Elektronendichte	cm ⁻³
\bar{n}_e	Mittlere Elektronendichte	cm ⁻³
\bar{n}_{e0}	Mittlere Elektronendichte am Corona-Rand	cm ⁻³
n_L	Dichte der Luftmoleküle	cm ⁻³
n_T	Farbtröpfchendichte	cm ⁻³
Q	Stoßquerschnitt zweier stoßender Teilchen	cm ²
$Q_{L,e}$	Stoßquerschnitt, Elektron/Luftmolekül	cm ²
$Q_{T,e}$	Stoßquerschnitt, Elektron/Farbtröpfchen	cm ²
q	Elektrostatistische Ladung eines Farbtröpfchens	As
r	Radiale Laufvariable	cm
r_e	Radius eines Elektrons	cm
r_L	Radius eines Luftmoleküls	cm
r_T	Radius eines Farbtröpfchens	cm
r_0	Dicke der Corona	cm

s_{DW}	Abstand Drahtelektrode zu Walzenspalt	cm
s_W	Abstand Drahtmittelpunkt zu Walzenoberfläche	cm
s_D	Radius Drahtelektrode	cm
T	Temperatur des Systems	K
T_e	Temperatur des Elektrons	K
T_L	Temperatur der Gasmoleküle	K
t	Zeitvariabel	s
U	Elektrodenspannung	V
\vec{u}	Driftgeschwindigkeit Teilchen	cm/s
\vec{u}_T	Driftgeschwindigkeit Farbtröpfchen	cm/s
\vec{u}_{e0}	Mittlere Driftgeschw. der Elektronen am Corona-Rand	cm/s
\vec{u}_S	Strömungsgeschwindigkeit des Gases	cm/s
V	Volumen des Phasenraums	cm ³
v_i	Geschwindigkeitskoordinate	cm/s
\vec{v}	Geschwindigkeitsvektor eines Teilchens	cm/s
\bar{v}	Mittlere Teilchengeschwindigkeit	cm/s
\bar{v}_e	Mittlere Elektronengeschwindigkeit	cm/s
\bar{v}_{e0}	Mittlere Elektronengeschwindigkeit am Corona-Rand	cm/s
v_T	Tröpfchengeschwindigkeit	cm/s
W_e	Energie Atom/Molekül im angeregten Zustand	eV
W_i	Ionisationsenergie eines Elektrons oder Moleküls	eV
W_m	Energie Atom/Molekül im metastabilen Zustand	eV

W_p	Photonenenergie	eV
W_{kin}	Kinetische Energie eines Farbtröpfchens	Nm
W_{pot}	Potentielle elektrische Energie eines Farbtröpfchens	Ws
x_i	Lagekoordinate	cm
\vec{x}	Ortsvektor eines Teilchens	cm
\vec{x}_T	Ortsvektor eines Farbtröpfchens	cm
\vec{x}_{T0}	Stationärer Ortsvektor eines Farbtröpfchens	cm
Z_a	Mögliche mittlere Ladungsmenge eines Tröpfchens	
$Z_{a\,soll}$	Notwendige mittlere Zahl der Ladungsträger pro Tröpfchen	
Z_g	Grenzladungsmenge eines Farbtröpfchens	
a	Ionisationsanzahl	1/cm
c	Erhaltungsgröße	
e	Dielektrizitätszahl	
g	Auslösungsverhältnis, mittlere Anzahl der von einem Ion befreiten Elektronen	
Φ	Elektrische Potentialverteilung	V
j	Azimutwinkel des Streuzentrums	
λ	de Broglie-Wellenlänge	cm
Λ_e	Mittlere freie Weglänge eines Elektrons	cm
Λ_{e0}	Mittlere freie Weglänge eines Elektrons im Plasma	cm
Λ_L	Mittlere freie Weglänge eines Luftmoleküls	cm
n	Frequenz eines Photons	1/s
n_i	Ionisationsfrequenz	s ⁻¹

n_c	Kollisionsfrequenz	s^{-1}
n_{cT}	Stoßzahl, Farbtröpfchen/Luftmolekülen	s^{-1}
n_a	Verlustrate für Elektron	s^{-1}
\bar{n}_a	Mittlere Verlustrate für Elektronen	s^{-1}
q_g	Streuungswinkel im Schwerpunktsystem	
$r(\vec{x}, t)$	Massendichte	kg/cm^3
t	Mittlere Stoßzeit eines Teilchens	s
t_e	Mittlere Stoßzeit eines Elektrons	s
t_{e0}	Mittlere Stoßzeit eines Elektrons im Plasma	s
t_T	Mittlere Flugzeit eines Farbtröpfchens	s

Physikalische Konstanten

Liste der verwendeten physikalischen Konstanten

Boltzmann-Konstante	$k = 1,38054 \cdot 10^{-23} \text{ J / K}$
Elektrische Elementarladung	$e = 1,6021917 \cdot 10^{-19} \text{ As}$
Spezifische Elektronenladung	$e / m_e = 1,7588047 \cdot 10^{11} \text{ As / kg}$
Loschmidt-Konstante	$n_L = 2,69 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
Reibkoeffizient in Luft	$\mathbf{h}_L = 1832 \cdot 10^{-8} \text{ N s / m}^2$
Ruhemasse des Elektrons	$m_e = 9,109558 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
Dielektrizitätskonstante des Vakuums	$\mathbf{e}_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ As / Vm}$

Literaturverzeichnis

- [1] Schnakenberg J.: Thermodynamik und Statistische Physik. Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, 1998
 - [2] Schmutzer E.: Grundlagen der theoretischen Physik, Teil I. BI Wissenschaftsverlag Mannheim/Wien/Zürich, 1989
 - [3] Schmutzer E.: Grundlagen der theoretischen Physik, Teil II. BI Wissenschaftsverlag Mannheim/Wien/Zürich, 1989
 - [4] Scheuermann A., Bloss W.H.: Verfahren zur Entstickung und Entschwefelung von Verbrennungsabgasen mittels Corona-Entladung. Projekt Europäisches Forschungszentrum für Maßnahmen zur Luftreinhaltung (PEF). Institut für Physikalische Elektronik, Universität Stuttgart. Kernforschungszentrum Karlsruhe. KfK-PEF 47, November 1988
 - [5] Reif F.: Statistische Physik und Theorie der Wärme. Walter de Gruyter & Co, 3. Auflage, 1987
 - [6] Huang K.: Statistische Mechanik I. BI Hochschultaschenbücher, 1964
 - [7] Francis G.: Ionization Phenomena in Gas. Butterworths Scientific Publications, 1960,
 - [8] Haken H., Wolf H.C.: Atom- und Quantenphysik. Springer-Verlag, 4. Auflage, 1989
-

-
- [9] Loeb L.B.: *Electrical Coronas*. University of California Press, Berkeley, 1965
- [10] Nasser E.: *Fundamentals of Gaseous Ionization and Plasma Electronics*. Wiley-Interscience, New York, 1971
- [11] Meek J.M., Craggs J.D.: *Electrical Breakdown of Gases*. John Wiley & Sons, 1978
- [12] Bronstein S.: *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harri Deutsch, 1985
- [13] Kapzow N.A.: *Elektrische Vorgänge in Gasen und im Vakuum*. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1955
- [14] Schpolski E.W.: *Atom Physik 1*. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaft, Berlin, 16. Auflage, 1983
- [15] Schpolski E.W.: *Atom Physik 2*. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaft, Berlin, 12. Auflage, 1983
- [16] Fetsko J.M., Lavelle J.S. : *Misting Of Printing Inks*. American Ink Maker No. 3, S. 47, 1979
- [17] Blayo A., Fang S. W., Gandini A., Le Nest J.F.: *Ink Misting Phenomena*. American Ink Maker No. 5, S. 54-61, May 1998
- [18] Küpfmüller K.: *Einführung in die theoretische Elektrotechnik*. Springer Verlag, 11. Auflage, 1984
-

- [19] Reif R. B., Walkup L. E., Warner C.W.: Electrostatic control of ink misting on high-speed printing presses. *Taga Proceedings 1964*, S. 279ff.
- [20] Southard S.: Lomist news black ink. *ANPA Mechanical Bulletin No. 660*, August 20, 1958, S. 270-274
- [21] Anonymous: PATRA to show ink mist control device at OCCA exhibition. *PATRA News*, S. 4ff., January 1959
- [22] Powers R.: Filter system for ink mist control at Philadelphia Bulletin. *ANPA Mechanical Bulletin No. 660*, S. 264-265, August 20, 1958
- [23] Mertes L.: Filter system for ink mist control at Chicago Sun-Times. *ANPA Mechanical Bulletin No. 660*, S. 267-269, 1958
- [24] Mintun J.H.: Filter system for ink mist control at Pittsburgh Press. *ANPA Mechanical Bulletin No. 660*, S. 265-267, 1958
- [25] Gravendeel B.: Negative corona discharges a fundametal study. Dissertation, Fachbereich technische Naturkunde und Elektrotechnik, Technische Universität Eindhoven, 1987
- [26] Dobrinski P., Krakau G., Vogel A.: *Physik für Ingenieure*. B.G. Teubner, Stuttgart, 1984
- [27] Johnes R.W., Reif R.B., Walkup L.E.: Method and apparatus for control of misting. United States Patent Office 3, 011, 435, December 5, 1961
-

-
- [28] Robert B. McKay: Einsatz organischer Pigmente zur Unterdrückung des Nebelns von Offsetdruckfarben. *Farbe + Lack*, 101. Jahrgang, S. 443ff., 1995
- [29] Rauenbuehler J.: Ink mist suppression. *Taga Proceedings*, S. 410ff., 1966
- [30] Kim S.H., Lee K.W.: Experimental study of electrostatic precipitator performance and comparison with existing theoretical prediction models. *Journal of Electrostatics* 48, 1999, S. 3-25
- [31] Colver G.M., El-Khabiry S.: Modelling of DC Corona Discharge along a Electrically Conductive Flate Plate with Gas Flow. *IEEE Industrial Applications Society Annual Messting*, New Orleans, Louisiana, October 5-8, S. 1803-1810, 1997
- [32] Wintle H.J.: Unipolar Wire-to-Plane Corona. *IEEE Transactions of Electrical Insulation*. Vol. 27 No 2., S. 298-308, April 1992
- [33] Buccella C.: Computation of VI characteristics in electrostatic precipitators. *Journal of Electrostatics* 37, S. 277-291, 1996
- [34] Jaworek A., Krupa A.: Corona discharge from a multipoint electrode in flowing air. *Journal of Electrostatics* 38, S. 187-197, 1996
- [35] Trichel G.W.: The mechanism of negative point to plane corona onset. *Physics Review* 54 (12), S. 1078-1084, 1938
- [36] Zentner R.: Über die Anstiegszeit der negativen Koronaentladungsimpulse. *Zeitschrift für angewande Physik*, 29 (5), S. 294-301, 1970
-

- [37] Loeb L.B.: Recent Developments in Analysis of the Mechanisms of Positive and Negative Coronas in Air. *Journal Of Applied Physics* 19, S. 882-897, 1948
- [38] Kreutzer H.J.: *Nonequilibrium Thermodynamics and its Statistical Foundations*. Oxford University Press, New York, 1981
- [39] Bergmann L., Schaefer C.: *Lehrbuch der Experimentalphysik. Band IV, Teil 1, 2. Auflage: Aufbau der Materie*. Walter de Gruyter, Berlin, New York, 1981
- [40] Bergmann L., Schaefer C.: *Lehrbuch der Experimentalphysik. Band IV, Teil 2, 2. Auflage: Aufbau der Materie*. Walter de Gruyter, Berlin, New York, 1981
- [41] Joos G.: *Lehrbuch der Theoretischen Physik. 15. Auflage*. AULA-Verlag, Wiesbaden, 1989
- [42] Dilfer St., Hars Chr.: *Spritzen und Nebeln im Farbwerk bei schnelllaufenden Offsetdruckmaschinen. Fachgebiet Druckmaschinen und Druckverfahren, TU-Darmstadt, Bericht des Fachgebiets 1/2001*
- [43] Flügge S.: *Handbuch der Physik. Vol. 21*, 1956
-

LEBENS LAUF

Stefan Dilfer

- geboren: 28. Oktober 1964 in Frankenthal
- 1971 - 1975 Grundschohle Frankenthal
- 1975 - 1980 Hauptschohle Frankenthal
- 1980 - 1984 Staatl. Aufbaugymnasium Alzey
18. Juni 1984 Abitur
- 1985 - 1993 Studium der Elektrotechnik
an der Universität Kaiserslautern
Schwerpunkt: Automatisierungstechnik
12. Mai 1993 Diplom
- 1993 -1995 Systemingenieur bei der Firma Hard- & Software Hussein,
Kaiserslautern
- 1996 - 1998 Systemingenieur bei der Firma C+P EDV-Systeme GmbH,
Dannstadt
- 1998 - 2001 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fachgebiet Druckma-
schinen und Druckverfahren der Technischen Universität
Darmstadt, Bearbeitung des AiF / FGD - geförderten For-
schungsvorhabens „Spritzen und Nebeln im Farbwerk bei
schnelllaufenden Offsetdruckmaschinen“
- 2002 - dato Landesbediensteter wissenschaftlicher Mitarbeiter am
Fachgebiet Druckmaschinen und Druckverfahren der Tech-
nischen Universität Darmstadt