

Lehrstuhl für Medizinische Elektronik

**Nicht invasiver Transport von Ladungsträgern in komplexen  
Materialien**

Martin Koch

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktor Ingenieurs genehmigten Dissertation.

**Vorsitzende: Univ.-Prof.Dr.rer.nat. D. Schmitt-Landsiedel**

**Prüfer der Dissertation:**

**1. Univ.-Prof.Dr.rer.nat.habil. B. Wolf**

**2. Univ.-Prof.Dr.- Ing. H.W. Lorenzen, em.**

Die Dissertation wurde am 22.06.2004 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik am 03.03.2005 angenommen.

---



Die vorliegende Arbeit entstand am Lehrstuhl für Medizinische Elektronik der Technischen Universität München.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof.Dr.rer.nat. B.Wolf.

Er sah bereits im weiten Vorfeld dieser Arbeit potentielle Anwendungen der Grundideen, an die damals noch keiner zu denken wagte. Seine stete Hilfsbereitschaft, seine positive Kreativität sowie das zur Verfügung Stellen sämtlicher Einrichtungen des Lehrstuhls haben den Grundstein für diese Arbeit gelegt.

Ebenso möchte ich Frau Prof.Dr.rer.nat. D. Schmitt-Landsiedel und Herrn Prof.Dr.-Ing. H.W. Lorenzen (em) für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes bzw. des Koreferates meinen Dank aussprechen.

Den vielen fachlichen Helfern möchte ich hier auch meinen Dank aussprechen und einige besonders hervorheben:

Prof.Dr. Cheianov, Dr. Grothe, Dr.habil. Otto, Dr. Brischwein, Dipl.-Ing. Ressler, Cand.-Ing. Maimer, Cand.-Phys. Jesper Nissen, Dr. Schmidt, Dr.habil. Weyh, Dipl.-Chem. Therkildsen, Prof.Dr. Booss Bavnbeek, Prof.Dr. Voethmann und die gesamte Crew von der Transfektionsgruppe "Rechts der Isar" unter der Leitung von Dr. Plank

Den Mitarbeitern des Lehrstuhls danke ich für die konstruktive Zusammenarbeit und das hervorragende Betriebsklima.

Ohne die Praktiker Erik Lauridsen, Erik Sjelle und die Ingenieure mit dem gesunden Menschenverstand Martin Friedrich und Ernst Stetter hätte ich schon im Vorfeld dieses Projektes aufgeben müssen. Dank auch an meine Freunde Wolfgang und Hary für die Unterstützung.

Meine Frage nach dem Warum bedeutete für Euch, meine liebe Familie, eine jahrelange große Belastung. Ich freue mich darüber, dass wir es trotzdem zusammen geschafft haben.

---

## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>ALLGEMEINE EINLEITUNG .....</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>DAS EIN-IONEN-SYSTEM .....</b>	<b>8</b>
2.1	Hier verwendete Inertialsysteme .....	8
2.2	Koordinatentransformationen .....	11
2.3	Folgerungen für die Lorentzkraft .....	14
2.4	Beschleunigungsansatz.....	15
2.5	Lösen des DGL-Systems .....	17
2.6	Gleichung der Lorentzkraft im Wanderfeld.....	21
<b>3</b>	<b>DAS MEHR-IONEN-SYSTEM.....</b>	<b>23</b>
3.1	Berücksichtigung der Reibung und mehrerer Ionen .....	25
3.2	Teilzusammenfassung .....	31
<b>4</b>	<b>VERSUCHSANLAGEN.....</b>	<b>32</b>
4.1	Maschinen der Versuchsanlagen.....	32
<b>5</b>	<b>VERSUCHE .....</b>	<b>38</b>
<b>5.1</b>	<b>Erste Serie.....</b>	<b>38</b>
5.1.1	Linearmotor zur Erzeugung des magnetischen Wanderfeldes.....	38
5.1.2	Testbehälter .....	40
5.1.3	Nachweis der Funktion des Wanderfeldlinearmotors .....	41
5.1.4	Sondereffekt.....	42
5.1.5	Versuche der ersten Serie.....	45
<b>5.2</b>	<b>Zweite Serie .....</b>	<b>47</b>
5.2.1	Alternative Kleinanlage zur Erzeugung des magnetischen Wanderfeldes ...	47
5.2.2	Flußdichtenamplitude.....	49
5.2.3	Testbehälter .....	50
5.2.4	Nachweis der Funktion des Wanderfeldlinearmotors .....	51
5.2.5	Versuche der zweiten Serie .....	51
<b>5.3</b>	<b>Teilzusammenfassung .....</b>	<b>55</b>

<b>6</b>	<b>IONEN-BEWEGUNGSANALYSE.....</b>	<b>56</b>
6.1	Betrachtung der Ionen-Geschwindigkeiten .....	56
6.2	Teilzusammenfassung .....	58
<b>7</b>	<b>DIE MAGNETISCHE SCHEIBE .....</b>	<b>59</b>
7.1	Einleitung .....	59
7.2	Versuch .....	59
7.3	Quantitative Betrachtung.....	62
7.4	Teilzusammenfassung .....	65
<b>8</b>	<b>MEMBRANVERSCHMELZUNGSVORGÄNGE.....</b>	<b>66</b>
8.1	Exozytose.....	66
8.2	Membranfusion .....	69
8.3	Teilzusammenfassung .....	78
<b>9</b>	<b>ZUSAMMENFASSUNG .....</b>	<b>79</b>
<b>10</b>	<b>VERZEICHNIS DER FORMELZEICHEN UND ABKÜRZUNGEN .....</b>	<b>83</b>
<b>11</b>	<b>LITERATURLISTE.....</b>	<b>89</b>

## 1 Allgemeine Einleitung

Diese Arbeit konzentriert sich auf Effekte des „*nicht invasiven*“ Ladungsträgertransportes. *Nicht invasiv* ist ein Begriff aus der Medizin. Er besagt, dass eine Behandlung ohne eine Verletzung des Gewebes abläuft. Schon das Einpflanzen von dünnen Elektrodendrähten in die Haut wird als *minimal invasiv* bezeichnet. Der Begriff *nicht invasiv* wird jedoch auch von Konservatoren in der Denkmalspflege angewendet. Da Bohrungen oder chemische Behandlungen an Baudenkmalern nicht wünschenswert sind, sollten Konservierungsmethoden mit *nicht invasivem* Charakter entwickelt werden.

Ende der 80er Jahre hatten Konservatoren des dänischen Nationalmuseums Probleme besonders bewahrenswerte Kalkmalereien zu restaurieren, die hauptsächlich im Winter von den mehrere hundert Jahre alten Gewölben kleiner Rundkirchen abblätterten.

Grund der Zerstörung: Die Kalkmalereien waren auf organische Grundierungen aufgetragen worden, die mittlerweile mehr oder weniger verschwunden sind, einverleibt von Mikroorganismen. Heute ruhen die Kalkmalereien nur noch auf kleinen Grundierungs- und anderen Reststoff-Fragmenten.

Da Rundkirchen sehr oft am Meer stehen, konnten durch das aggressive Umgebungsklima Salze in die Gebäudewände eindringen und in den Steinkapillaren des Mauerwerkes osmotisch in die Gewölbe transportiert werden. Heizt man nun diese Gebäude, verdampft das Wasser an den Gewölben und hinterlässt die vormals gelösten Salze als Kristalle. Salzkristalle haben ein Vielfaches des Volumens von gelösten Salzen. Der durch die Volumenvergrößerung entstehende Druck ist die

Ursache der Kalkabsprengungen. Die im Mauerwerk befindlichen Salze müssen deswegen so weit wie möglich aus der Gefahrenzone entfernt werden.

Als leitender Ingenieur bei einem internationalen Kraftwerksbetreiber beschäftigte sich der Autor mit niederfrequenten Wander-Feldern und schlug deshalb den Konservatoren der entsprechenden Rundkirchen die Anwendung der Lorentz-Kraft als Problemlösung vor.

Da die Ladungsträger zunächst selbst ruhen, kann die Lorentzkraft  $\vec{F} = Q \cdot (\vec{v} \times \vec{B})$  nur dann größer null sein, wenn bewegte Magnetfelder die ruhenden Ladungsträger nicht invasiv durchsetzen. Es wurde beschlossen, ein nebenberufliches Forschungsprogramm zu starten. Bald allerdings wurde wegen der teuren und komplizierten Steinanalysen das poröse Material gegenüber einem anderen, leichter zu analysierenden, porösen Material, nämlich Sand, ausgewechselt.

Etwa zur gleichen Zeit verwies eine deutsche Investmentbank den Autor an Professor Wolf, der damals eine biophysikalische Forschergruppe in Freiburg leitete. Da man in Freiburg schon an analogen Themen arbeitete, wurde das vom dänischen Staat geförderte Forschungsprojekt NEBC (Non Invasive Evaluation of a Blood Component) gemeinsam gestartet. Hierbei sollten nicht invasiv rote Blutkörperchen analysiert werden. Pro  $mm^3$  menschlichen Blutes gibt es zwischen 5 und 7 Millionen rote Blutkörperchen, die im deoxydierten Zustand magnetischen Charakter annehmen. Dieser Erscheinung liegt die Tatsache zugrunde, dass es in einer roten Blutzelle vier Häm-Moleküle gibt, die je ein zentrales Eisenion besitzen. Diese Eisenionen haben je vier ungepaarte Elektronen auf der 3d – Schale und sind somit magnetisch registrierbar.

Prinzipiell ist es möglich die Gesamtdrehimpulse der ungepaarten Elektronen durch ein äußeres Magnetfeld zu stören. Bei großen Strukturen kann das sichtbar vollzogen werden. Einstein und de Haas gelang in einem Experiment von 1915 in Berlin eine Hin- und Herbewegung des in eine Spule gehängten Eisenblockes<sup>1</sup>. Heute können magnetische Partikel - auch im Nanometer-Bereich - zu Vollandrehungen gebracht und bewegt, aber auch andere Effekte erzeugt werden, die zur Zeit in der Tumortherapie und Diagnose als Neuanwendungen getestet werden. In dem Einsteinschen Versuch befand sich der Eisenblock im gesättigten Zustand und somit war die Quantentheorie für den Einstein – de Haas - Effekt verantwortlich. Die winzigen magnetischen Partikel in der hiesigen Anwendung sind ebenso gesättigt. Wenn physikalische Prozesse im Nanometer–Bereich in der medizinischen Therapie angewendet werden können, liegt es nahe, manche bisher nicht erklärable biologische Funktionsabläufe mit quantentheoretischen Ansätzen zu erklären. Es wird versucht bei der Exozytose, einem zellulären Stoffwechselprozess, mit einem solchen Ansatz zu arbeiten.

Ziel dieser Arbeit ist es zu ermitteln, wie Ladungsträger in anorganischen oder organischen Ionenmatrizen aktiv und kontrolliert nicht invasiv bewegt werden können. Das erste inhaltliche Kapitel dieser Arbeit stellt das zu untersuchende Phänomen in einem sehr vereinfachten Modell vor. Zunächst wird an einem „Ein–Ionen–System“ ohne Reibung ermittelt, wie sich ein Ion im feuchten Sand bewegen kann, wenn es mit einem magnetischen Wanderfeld beaufschlagt wird.

Das folgende 3.Kapitel zeigt, wie dieser Effekt in einem komplexen System funktioniert. Die Berechnung eines Mehr–Ionen–Systems soll verdeutlichen, welche

Ionenbewegungen sich einstellen, welche Schwingungen entstehen und welche Optimierungsmöglichkeiten zur Verfügung stehen.

Das folgende vierte Kapitel beschreibt den Aufbau der beiden Versuchsanlagen, die für die experimentellen Verifizierungen benötigt wurden. Die Verifizierung selbst, d.h. Planung, Durchführung und Ausführung der Versuchsreihen, ist Gegenstand des anschließenden fünften Kapitels. Bei den Versuchen stellte sich heraus, dass die Schwingungen die die Ionenwanderungen überlagern, zu einem sehr großen Verstärkungsfaktor der longitudinalen Ionen-Wanderbewegung führen. Dies wird in Kapitel sechs vorgestellt.

In den beiden spekulativen Schlusskapiteln sieben und acht werden nicht-klassische Vorgänge untersucht. In dem Kapitel sieben wird die Existenz einer magnetischen Lorentz-Kraft postuliert und das letzte Kapitel versteht sich als Beitrag zu der zur Zeit laufenden Diskussion, ob in biologischen Systemen Quantenprozesse ablaufen können. Die zeitgenössischen Physiker Roger Penrose und Anton Zeilinger ziehen diese Möglichkeit in Betracht.

Die Versuche erforderten ein System zur Funktionskontrolle der Wanderfelder. Beim Arbeiten mit diesen Feldern bietet sich eine einfache Funktionsüberwachung an, die auf den Bewegungen von Eisenteilchen basiert. Dieser Effekt beruht auf der mikroskopischen Drehimpulsänderung im Eisenkristall und bietet auch ein breites makroskopisches Anwendungspotential.

In der vorliegenden Arbeit wird der Prototyp eines sehr preiswerten Mikroskopzusatzgerätes erwähnt, das die hochselektive Erkennung von Zellen ermöglicht. Zur Zeit laufen darüber hinaus weitere Tests mit dieser Technik, z.B.

- 1) Anwendungen als Transfektionsverstärker
- 2) Anwendungen als nicht invasives, biokompatibles Transportsystem von Chemotherapeutika
- 3) Anwendung als Haltesystem von Chemotherapeutika in krebsbefallenen Organen
- 4) Anwendungen als Pumpen- oder Ventil-Systeme, besonders in Verbindung mit der neuen Carbon Nanotube Technik.

In ihrer Heterogenität hinsichtlich der wissenschaftlichen Grundlagenforschung als auch in der daraus folgenden technischen Entwicklung entspricht diese Arbeit der wissenschaftlichen Breite des neuen Lehrstuhls für Medizinische Elektronik. Es ist zu hoffen, dass das neugenerierte und fachübergreifende Wissen vielfältige neue Produktentwicklungen nach sich ziehen wird, auch wenn der Hauptanspruch der hier vorgelegten Arbeit nicht auf neue Anwendungen zielte, sondern auf die Generierung neuen Wissens für die Grundlagenforschung.

## 2 Das Ein-Ionen-System

Nachfolgend wird ein Ein-Ionen System untersucht. In diesem vereinfachten System soll nur ein Ion existieren, das sich reibungslos bewegen kann.

Ein magnetisches Wanderfeld beeinflusst dieses Ion und es beginnen Lorentz-Kräfte zu wirken. Relativbewegungen zwischen magnetischen Feldern und Ladungsträgern haben ein elektrisches Feld am Ort der Ladung zur Folge. Damit ist eine Kraftwirkung verbunden, die sog. Lorentzkraft. Das Zusammenspiel von Ladungsträger und Wanderfeld weist hierbei einen erstaunlichen Effekt auf: Sowohl ein Kation als auch ein Anion können beide in die Richtung der Feldwanderung mitgezogen werden <sup>2</sup>.

Bezugssysteme sind Systeme, auf die wir uns bei der Bestimmung physikalischer Größen beziehen<sup>3</sup>. Definiert man Bezugssysteme mit den entsprechenden Transformationsgleichungen, ergibt sich das Resultat mit den entsprechenden Systemgrößen.

### 2.1 Hier verwendete Inertialsysteme

Es lassen sich drei Inertialsysteme definieren: ein ruhendes Felderzeugersystem (Maschinensystem, MS), ein Inertialsystem, in dessen Ursprung sich das geladene Teilchen befindet (Teilchensystem, TS) und ein Feldwellen-Inertialsystem (Wellensystem, WS). Der Felderzeuger produziert zeitlich periodische Felder, die sich zu einem Wanderfeld überlagern. Diese magnetische Feldwelle hat zur ruhenden Umgebung eine Relativgeschwindigkeit  $\dot{s}_w$ . Bewegt sich ein Beobachter

allerdings mit gleicher Richtung und Geschwindigkeit  $\dot{\vec{s}}_T$ , so sieht er sie als ein zeitlich stationäres Vektorfeld.

$$\vec{s}_{wT} = \vec{s}_T - \vec{s}_w \quad (2.1)$$

Das Feldsystem ist jenes Inertialsystem, in dem die Feldwelle stationär zum liegen kommt (siehe Bild 2.1).

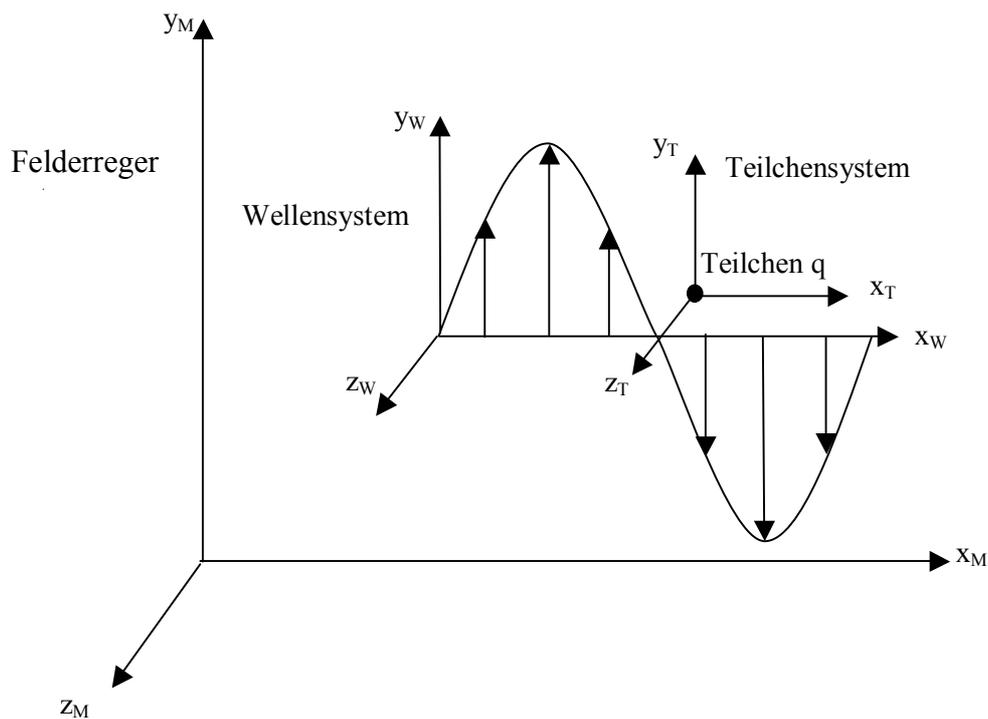


Bild 2.1: Die hier zu behandelnden Systeme: Maschinensystem (MS,  $X_M, Y_M, Z_M$ ), Teilchensystem (TS,  $X_T, Y_T, Z_T$ ) und Feldwellensystem (WS,  $X_W, Y_W, Z_W$ ) werden in diesem Bild gezeigt. Das Teilchen mit der Ladung  $q$  (im Ursprung des Teilchensystems) und die planare Wanderwelle sind außerdem in ihren jeweiligen Inertialsystemen abgebildet.

Die drei Systeme haben per definitionem parallele Achsen gleicher Skalierung. Dies bedeutet, dass ein Vektor in allen Systemen die gleiche Richtung und Länge hat, sich jedoch in seinen Aufpunkten unterscheidet. Die Position von MS, TS und WS zueinander wird durch die Vektoren

$$\vec{s}_T, \vec{s}_W, \vec{s}_{WT}$$

die sich zwischen den Koordinaten-Ursprüngen  $U_M$ ,  $U_T$  und  $U_W$  aufspannen, beschrieben (siehe Bild 2.2).

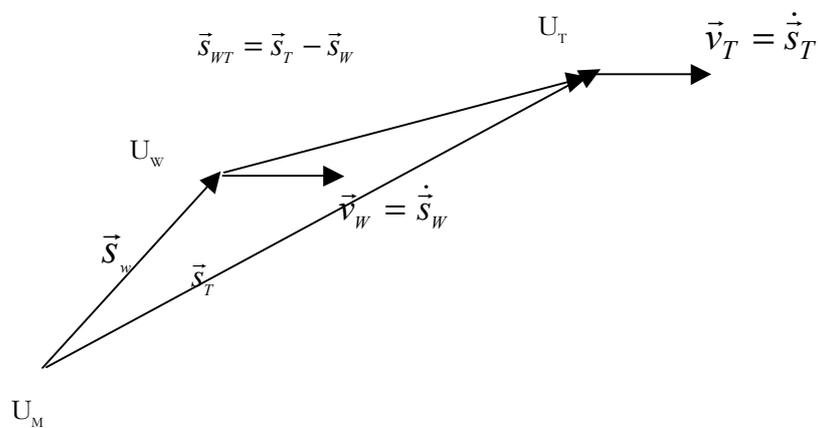


Bild 2.2: Verbindungsvektoren zwischen den Systemen, sowie Geschwindigkeitsvektoren des Teilchens und der Welle werden hier dargestellt.

Die Relativgeschwindigkeit zwischen den Systemen ist durch die erste zeitliche Ableitung der Verbindungsvektoren gegeben.

$$\vec{v}_T = \frac{d}{dt} \vec{s}_T \quad \text{Geschwindigkeit des TS bzgl. des MS} \quad (2.2)$$

$$\vec{v}_W = \frac{d}{dt} \vec{s}_W \quad \text{Geschwindigkeit des WS bzgl. des MS} \quad (2.3)$$

Mit  $\vec{s}_{WT} = \vec{s}_T - \vec{s}_W$  folgt

$$\vec{v}_{WT} = \frac{\partial}{\partial t} (\vec{s}_T - \vec{s}_W) \quad (2.4)$$

Relativgeschwindigkeit des TS bzgl. des WS

Dieser Zusammenhang ist richtig, solange die Bedingung paralleler Systemachsen nicht verletzt wird. Es werden im Folgenden also nur Translations- und keine Rotationsbewegungen zwischen den Systemen zugelassen.

## 2.2 Koordinatentransformationen

Zum Übergang von einem Inertialsystem in ein anderes werden Transformationsgleichungen verwendet. Es soll die Gleichung für den Übergang aus dem Wellen- in das Maschinensystem hergeleitet werden. Gesucht ist demnach eine Funktion der Form  $\vec{x}_W(\vec{x}_M, t)$  (siehe Bild 2.3).



Aus Bild: 2.3 lässt sich die Vektorbeziehung

$$\vec{x}_W(\vec{x}_M, t) = \vec{x}_M - \vec{s}_W(t) \quad (2.6)$$

ablesen. Durch Einsetzen erhält man:

$$\vec{x}_W(\vec{x}_M, t) = \vec{x}_M - \vec{s}_{W0} - \vec{v}_W t \quad (2.7)$$

Dies ist nun eine Gleichung, die den Punkt  $\vec{x}_M$  in MS mit einem Punkt  $\vec{x}_W$  in WS in Beziehung setzt. Die zeitabhängige Verschiebung der Systeme gegeneinander wurde berücksichtigt. Gleichung (2.7) ist somit die Transformationsvorschrift für den Übergang aus dem Wellen- in das Maschinensystem. Durch einfaches algebraisches Umformen lässt sich auch die Rücktransformation bestimmen.

Die Transformationen für beliebige andere Koordinatensystemübergänge lassen sich auf analoge Weise herleiten. Es ist aber zu beachten, dass in der Regel die Relativgeschwindigkeiten nicht als konstant anzusehen sind. Um auch in diesem Fall korrekt zu rechnen, muss in der Gleichung (2.7) statt mit dem Geschwindigkeits-Zeit-Produkt mit einem Integral über die Beschleunigung argumentiert werden. Da die auftretenden Geschwindigkeiten gegenüber der Lichtgeschwindigkeit klein sind, wird von einer Universalzeit in allen Systemen ausgegangen. Die hier verwendeten Transformationen entsprechen somit den nicht-relativistischen Galileo-Transformationen.

Das Vorgehen bei der Transformation lässt sich am Beispiel der Feldwelle veranschaulichen. Hieran erkennt man, dass das periodische Feld in WS tatsächlich zu einer Wanderwelle in MS wird. In komplexer Schreibweise ist die Feldwelle in WS

gegeben durch: 
$$\vec{B}_W(\vec{x}_W) = \vec{e}_y B_0 \exp(jk\vec{x}_W) \quad (2.8)$$

mit 
$$\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{e}_x \quad (2.9)$$

Wendet man die Transformation an, so ergibt sich daraus:

$$\vec{B}_w(\vec{x}_M - \vec{s}_{w0} - \vec{v}_w t) = \vec{e}_y B_0 \exp(j\vec{k}(\vec{x}_M - \vec{s}_{w0} - \vec{v}_w t)) \quad (2.10)$$

In dem Exponenten lässt sich nun ein ortsabhängiger Term  $j\vec{k}(\vec{x}_M - \vec{s}_{w0})$  und ein zeitharmonischer Term  $j\vec{k}\vec{v}_w t$  erkennen. Das Produkt  $\vec{k}\vec{v}_w$  ist hierbei identisch mit  $\omega$ , wenn der Wellenvektor und die Relativgeschwindigkeit gleichgerichtet sind.

### 2.3 Folgerungen für die Lorentzkraft

Die Lorentzkraft ist eine elektrische Feldkraft, die ein Ladungsträger verspürt, wenn er sich relativ zu einem seine direkte Umgebung durchdringenden Magnetfeld bewegt. Es ist dabei nicht entscheidend, ob das Magnetfeld an der elektrischen Ladung oder die Ladung am magnetischen Feld vorbeizieht. Die Formel der Lorentzkraft lautet:

$$\vec{E} = \vec{v} \times \vec{B} \quad (2.11)$$

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (2.12)$$

Normalerweise ist  $\vec{v}$  die Geschwindigkeit des Ladungsträgers relativ zu dem als ruhend angenommenen Magnetfeld. Da die Relativgeschwindigkeiten gleich sind, ist das elektrische Feld in allen Punkten des Ladungs-Inertialsystems gleichermaßen wirksam.

Betrachtet man die eingangs definierten Linearmaschinen-Systeme, so entspricht das Ladungs-Inertialsystem dem Teilchensystem TS und das Inertialsystem des „ruhenden“ Magnetfelds dem Wellensystem WS. Ein elektrisches Feld in TS ist folglich gegeben durch:

$$\vec{E}_T = \vec{v}_{WT} \times \vec{B}_W = (\vec{v}_T - \vec{v}_W) \times \vec{B}_W \quad (2.13)$$

## 2.4 Beschleunigungsansatz

Das elektrische Feld  $\vec{E}_T$  ist mit einer Kraft  $\vec{F}_q$  auf die Ladung  $q$  verbunden. Geht man davon aus, dass der Ladungsträger im Raum frei beweglich ist, so resultiert nach

$$\vec{F}_q = m_q \vec{a}_T \Leftrightarrow \vec{a}_T = \frac{\vec{F}_q}{m_q} = \frac{q}{m_q} \vec{E}_T \quad (2.14)$$

aus der Kraftwirkung eine Beschleunigung  $\vec{a}_T$  des Teilchens.  $m_q$  ist hierbei seine Masse. Der Index von  $\vec{a}_T$  ergibt sich daraus, dass per definitionem der Ort der Ladung und der Ursprung von TS identisch sind. Eine Beschleunigung des Teilchens ist also zugleich eine Beschleunigung der Koordinatenachsen von TS.

Nach den Newtonschen Bewegungsgleichungen ist die Beschleunigung die erste Ableitung der Geschwindigkeit bzw. die zweite Ableitung des Orts nach der Zeit. Somit lässt sich obige Gleichung auch als:

$$\dot{\vec{v}}_T = \ddot{\vec{s}}_T = \frac{q}{m_q} \vec{E}_T \quad (2.15)$$

formulieren. Ein Ausdruck für  $\vec{E}_T$  ist aus dem vorangegangenen Abschnitt bekannt, Gleichung (2.13). Setzt man diesen in (2.15) ein, so erhält man

$$\dot{\vec{v}}_T = \frac{q}{m_q} (\vec{v}_T - \vec{v}_w) \times \vec{B}_W(f(\vec{s}_T)) \quad (2.16)$$

bzw.

$$\ddot{\vec{s}}_T = \frac{q}{m_q} (\dot{\vec{s}}_T - \vec{v}_w) \times \vec{B}_W(f(\vec{s}_T)) \quad (2.17)$$

Dies ist eine der Kerngleichungen und beschreibt die Bewegung eines Ions. Im Argument von  $\vec{B}_W$  ist eine Funktion  $f(\vec{s}_T)$  angegeben. Sie beschreibt den Ort der Ladung im System WS, da dieses für die Lorentzkraft als Bezugssystem verwendet wird. Da der Vektor  $\vec{s}_T$  in MS definiert ist, ist  $f(\vec{s}_T)$  somit die Transformationsvorschrift von MS nach WS. Wie schon zuvor abgeleitet, ist:

$$\vec{x}_W(\vec{x}_M, t) = \vec{x}_M - \vec{s}_{W0} - \vec{v}_W t \quad (2.7)$$

Ferner wurde bereits gezeigt (Kapitel 2.2), dass aus der stationären Feldwelle in WS durch Transformation eine Wanderwelle in MS wird. Das bedeutet:

$$\vec{B}_W(\vec{x}_W(\vec{s}_T, t)) \equiv \vec{B}_M(\vec{s}_T, t) \quad (2.18)$$

Es folgt für die Differentialgleichung (2.17):

$$\ddot{\vec{s}}_T = \frac{q}{m_q} (\dot{\vec{s}}_T - \vec{v}_w) \times \vec{B}_M(\vec{s}_T, t) \quad (2.19)$$

Die Lösung dieses DGL-Systems beschreibt den Aufenthaltsort des Teilchens in Abhängigkeit von dem magnetischen Wanderfeld  $\vec{B}_M(\vec{s}_T, t)$  und der Zeit  $t$ .

## 2.5 Lösen des DGL-Systems

Zunächst soll auf Basis des verwendeten Linearmotoraufbaus das Vektorprodukt ausgewertet werden. Aus den vorangegangenen Abschnitten ist die Beschreibung der Wanderwelle bekannt. Wichtig ist hier, dass die Feldrichtung im Gültigkeitsbereich der Gleichung nur in y-Richtung zeigt:

$$\vec{B}_M = B_M(x_M, t) \cdot \vec{e}_y \quad (2.20)$$

Die Feldwanderung ist in Richtung und Geschwindigkeit gegeben durch:

$$\vec{v}_W = v_{WX} \cdot \vec{e}_x \quad (2.21)$$

In Gl. (2.19) treten sowohl die erste als auch die zweite zeitliche Ableitung des Ortes auf. Diese können als die Geschwindigkeit und die Beschleunigung des Teilchens interpretiert werden. Es ist für das weitere Vorgehen wichtig, den Ursprung der auftretenden Beschleunigungen bzw. Kräfte genauer zu definieren. Zum Zeitpunkt  $t=0$  gehen wir von einem im Maschinensystem ruhenden Ladungsträger aus (s. Bild 2.4a). Dieser sieht ein magnetisches Feld, dessen Flussdichtevektoren in y-Richtung liegen und das mit der x-Geschwindigkeit  $v_{WX}$  an ihm vorbei zieht. Anders ausgedrückt: Er bewegt sich mit  $-v_{WX}$  relativ zum Feld. Nach dem Gesetz der Lorentzkraft erfährt er deshalb eine Kraft in z-Richtung. Diese Kraft wird ihn beschleunigen und auslenken. Ob die Auslenkung in positiver oder negativer z-Achsenrichtung erfolgt, hängt von der Ladungsträgersorte ab. Sobald jedoch die Teilchenrelativgeschwindigkeit eine z-Komponente hinzubekommt, wird auch in der Lorentzkraft eine weitere Komponente der Kraft auftreten (siehe Bild. (2.4b) ). Interessanterweise ergibt sich, dass diese Kraftkomponente sowohl für Anionen als

auch für Kationen in die gleiche x-Richtung zeigt, wie später noch gezeigt wird (siehe Kapitel 2.6). Sie bildet damit die Basis des eingangs beschriebenen Ionenwandereffektes.

Bis hierhin wurde veranschaulicht, weshalb Kräfte und Wanderbewegungen in z- und x-Richtung auftreten. Die Existenz von Kraftkomponenten in y-Richtung ist jedoch auszuschließen. Diese Aussage lässt sich leicht nachprüfen, wenn man sich erinnert, dass Lorentzkräfte ausschließlich orthogonal zum B-Feld wirken können. Das Fehlen einer y-Kraft bewirkt, dass das Teilchen die x-z-Ebene nicht verlassen wird.

	Auftretende Bewegungen	Resultierende Lorentzkräfte
(a)		
(b)		

Bild 2.4: Bewegungen und resultierende Lorentzkräfte

Diese Erkenntnis hat eine sehr praktische Auswirkung auf die Lösung der DGL (2.19). Der Ortsvektor  $\vec{s}_T$  kann somit vereinfacht werden auf:

$$\vec{s}_{T(x,z)} = s_{TX} \cdot \vec{e}_x + s_{TZ} \cdot \vec{e}_z \quad (2.22)$$

$s_{TY}$  ist gleich null.

Demnach kann das DGL-System (Gl.2.23 und Gl.2.24) um die y-Dimension reduziert werden.

$$\ddot{s}_{TX} = -\frac{q}{m_q} \cdot \dot{s}_{TZ} \cdot B_M(s_{TX}, t) \quad (2.23)$$

$$\dot{s}_{TZ} = \frac{q}{m_q} \cdot (\dot{s}_{TX} - v_{WX}) \cdot B_M(s_{TX}, t) \quad (2.24)$$

Es soll im Folgenden dafür eine Näherungslösung abgeleitet werden, die trotzdem wichtige Schlüsse für die praktische Anwendung zulässt. Die Näherung basiert darauf, dass man sich auf Zeiten beschränkt, bei denen die Teilchengeschwindigkeit  $\dot{s}_{TX}$  gegenüber  $v_{WX}$  noch sehr klein ist. Es sind aufgrund ständiger Partikelkollisionen von vornherein nur kleine Ionengeschwindigkeiten zu erwarten.

$$\begin{aligned} \ddot{s}_{TX}(t) &= -\frac{q}{m_q} \cdot \dot{s}_{TZ}(t) \cdot B_0 \exp[jk_X(s_{TX}(t) - v_{WX}t)] \\ \ddot{s}_{TZ}(t) &= -\frac{q}{m_q} \cdot (v_{WX} - \dot{s}_{TX}(t)) \cdot B_0 \exp[jk_X(s_{TX}(t) - v_{WX}t)] \end{aligned} \quad (2.25 \text{ und } 2.26)$$

Bei der Näherung ist der Term  $(v_{WX} - \dot{s}_{TX}(t))$  besonders interessant. Er soll deshalb durch Umformen auch im Exponenten der Eulerschen Funktion stehen. Dafür wird für den Aufenthaltsort des Teilchens die Beziehung:

$$s_{TX} = \int_0^t \dot{s}_{TX}(\tau) d\tau \quad \text{mit} \quad s_{TX}(t=0) = 0 \quad (2.27)$$

herangezogen und in die Gleichungen (2.25) und (2.26) eingesetzt.

$$\begin{aligned}\ddot{s}_{TX}(t) &= -\frac{q}{m_q} \cdot \dot{s}_{TZ}(t) \cdot B_0 \exp\left[-jk_x \int_0^t (v_{WX} - \dot{s}_{TX}(\tau)) d\tau\right] \\ \ddot{s}_{TZ}(t) &= -\frac{q}{m_q} \cdot (v_{WX} - \dot{s}_{TX}(t)) \cdot B_0 \exp\left[-jk_x \int_0^t (v_{WX} - \dot{s}_{TX}(\tau)) d\tau\right]\end{aligned}\quad (2.28 \text{ und } 2.29)$$

Nach dem Umformen kann die Näherung, demzufolge die Ionengeschwindigkeit sehr klein gegenüber der Wandergeschwindigkeit des Feldes ist, einfach umgesetzt werden.

$$\text{Näherung:} \quad v_{WX} - \dot{s}_{TX} \approx v_{WX} \quad \text{für} \quad v_{WX} \gg \dot{s}_{TX} \quad (2.30)$$

Wendet man sie auf (2.28) und (2.29) an, so erhält man die Differentialgleichungen:

$$\begin{aligned}\ddot{s}_{TX}(t) &= -\frac{q}{m_q} \cdot \dot{s}_{TZ}(t) \cdot B_0 \exp[jk_x (v_{WX} \cdot t)] \\ \ddot{s}_{TZ}(t) &= -\frac{q}{m_q} \cdot v_{WX} \cdot B_0 \exp[jk_x (v_{WX} \cdot t)]\end{aligned}\quad (2.31 \text{ und } 2.32)$$

Die Interpretation der Näherung ist, dass unter den genannten Umständen die Beschleunigung des Teilchens nur in geringem Maße von seiner Eigengeschwindigkeit abhängt. Somit geht man u. a. beim Abfragen der B-Feldstärke davon aus, dass sich das Ion in  $s_{TX} = 0$  befindet:

$$B_{\text{Näherung}} \equiv B_M(s_{TX} = 0, t) = B_0 \exp[jk_x (v_{WX} \cdot t)] \quad (2.33)$$

Gl. (2.31) & (2.32) kann also auch geschrieben werden als:

$$\begin{aligned}\ddot{s}_{TX}(t) &= -\frac{q}{m_q} \cdot \dot{s}_{TZ}(t) \cdot B_M(s_{TX} = 0, t) \\ \ddot{s}_{TZ}(t) &= -\frac{q}{m_q} \cdot v_{WX} \cdot B_M(s_{TX} = 0, t)\end{aligned}\quad (2.34 \text{ und } 2.35)$$

Die z-Beschleunigung ist durch (2.35) direkt gegeben. Um einen expliziten Ausdruck für die Beschleunigung  $\ddot{s}_{TX}$  zu erhalten, muss (2.32) integriert und in (2.31) eingesetzt werden:

$$\text{mit } \dot{s}_{TZ}(t) = \int_0^t \ddot{s}_{TZ} d\tau + v_{TZ0} = -\frac{q}{m_q} \cdot v_{WX} \cdot \int_0^t B_M(s_{TX} = 0, \tau) d\tau + v_{TZ0} \quad \text{und} \quad v_{TZ0} = 0,$$

$$\ddot{s}_{TX}(t) = \left( \frac{q}{m_q} \right)^2 \cdot v_{WX} \cdot B_M(s_{TX} = 0, t) \cdot \int_0^t B_M(s_{TX} = 0, \tau) d\tau \quad (2.36)$$

## 2.6 Gleichung der Lorentzkraft im Wanderfeld

Aus den Ergebnissen des vorangegangenen Abschnitts lassen sich die auf das geladene Teilchen wirkenden Kräfte ableiten:

$$\begin{aligned} \vec{F}_q &= m_q \cdot (\ddot{s}_{TX} \cdot \vec{e}_x + \ddot{s}_{TZ} \cdot \vec{e}_z) \\ \Leftrightarrow \vec{F}_q &= \begin{bmatrix} F_x \\ F_y \\ F_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{q^2}{m_q} \cdot v_{WX} \cdot B_M(s_{TX} = 0, t) \cdot \int_0^t B_M(s_{TX} = 0, \tau) d\tau \\ 0 \\ -q \cdot v_{WX} \cdot B_M(s_{TX} = 0, t) \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (2.37)$$

Diese Gleichungen erfordern Interpretationen der mathematischen Aussage:

Die Kraft  $\vec{F}_q$  besteht aus einer Kraftsumme, wobei der eine Summand in die z-Richtung weist und der andere in die x-Richtung.

Die Kraftkomponente in z-Richtung besagt, dass das positive Ion zuerst in die negative z-Richtung ausschwingt und umgekehrt das negative Ion in die positive z-Richtung. Wird das Wanderfeld negativ, wechseln die Schwingungsrichtungen. Die Kraftkomponente in x-Richtung besagt, dass eine Bewegung von Anionen und Kationen in die positive Feldwanderrichtung erfolgen würde, da die Ladung  $q$  quadratisch in diese Lorentz - Kraftkomponente eingeht. Das sinusförmige Produkt aus den Feldgrößen  $B_M \cdot \int B_M d\tau$  betrachtet über eine Periode ergibt jedoch null. Folglich ist die Nettokraft im Ein-Ionen-Modell bei Verwendung des klassischen Wanderfeldes auch gleich null.

Das die Ionen überstreichende Wanderfeld muss modifiziert werden (z.B. durch die Überlagerung eines Gleichfeldes), um merkbare longitudinale Bewegungseffekte bei den Ionen zu erreichen.

### 3 Das Mehr-Ionen-System

Im Unterschied zum vorigen Kapitel werden jetzt mehrere Ionen und deren Reibung berücksichtigt. Es wird ein zusätzliches magnetisches Gleichfeldglied der magnetischen Wanderwelle überlagert, was bewirkt, dass sich die Ionen in Feldwanderrichtung bewegen und somit ein Nettoeffekt umgesetzt werden kann. Diese Bewegungen werden von transversalen und longitudinalen Ionen-Schwingungen überlagert. Lorentz nannte die später nach ihm benannte Kraft „*elektrische Kraft*“. Im Folgenden wird gezeigt werden, dass deren „magnetische Rückwirkung“ aufgrund der geringen Geschwindigkeiten sehr klein sein muß.

#### Exkurs

Exkurs in die Begrifflichkeiten – gibt es auch eine magnetische Lorentzkraft?

Abraham Pais, letzter wissenschaftlicher Mitarbeiter von A. Einstein, schreibt in seinem Buch <sup>1</sup>, „Subtle is the Lord“ frei übersetzt :

„... eine letzte Bemerkung über das Lorentz Papier von 1895 (H. A. Lorentz, Proc.Roy.Soc. Amsterdam, page 809, 1904) ...es enthielt noch eine andere Neuigkeit, nämlich die Vermutung, daß ein Ion mit der Ladung  $q=e$  und mit der Geschwindigkeit  $v$  das Objekt einer Kraft  $\vec{K}$  ist.“

Lorentz nannte  $\vec{K}$  ...die „*elektrische Kraft*“.

Wenn die „*elektrische Kraft*“ nach Lorentz umgerechnet in unser SI- System gleich-

$\vec{K} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$  ist, wie würde dann die magnetische Lorentzkraft dazu aussehen?

Die Größe des entsprechenden magnetischen Rückwirkungsfeldes auf das hiesige,

die elektrische Lorentz-Kraft erzeugende Magnetfeld ist vernachlässigbar klein (siehe Gleichung 3.6).

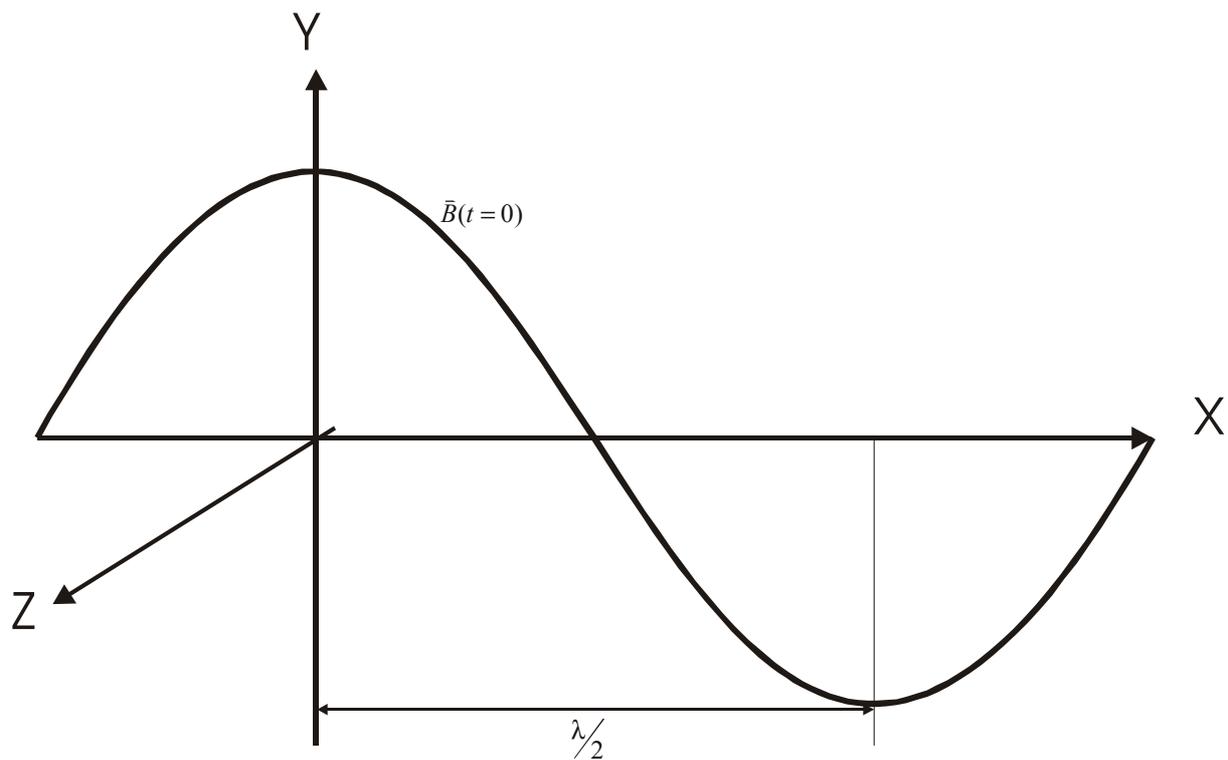


Bild 3.1: Abbildung der magnetischen Feldwanderwelle im Schnitt

$$\vec{B} = \vec{B}_0 \cdot \cos(\vec{k} \cdot \vec{r}(t) - |\vec{k}| \cdot v \cdot t), \quad \vec{k} \text{ ist hierbei der Wellenvektor.} \quad (3.1)$$

$$|\vec{k}| = k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} \quad (3.2)$$

$$\vec{v} = \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|} \cdot v = \vec{n}_k v \quad (3.3)$$

$$\vec{E} = -(\vec{v} \times \vec{B}), \quad \vec{E} \text{ wird von dem wandernden } \vec{B} \text{-Feld induziert.} \quad (3.4)$$

$$d\vec{B} = \mu \cdot d\vec{H} = -\mu \cdot \vec{v} \times \epsilon \vec{E} = -\mu \epsilon \vec{v} \times (\vec{B} \times \vec{v}) = -\frac{v^2}{c^2} \cdot \vec{B} \quad (3.5)$$

$$d\vec{B} \approx -\frac{v^2}{c^2} \cdot \vec{B} \ll \vec{B}, \quad \text{die magnetische Rückwirkung } d\vec{B} \text{ ist hier vernachlässigbar klein.} \quad (3.6)$$

### 3.1 Berücksichtigung der Reibung und mehrerer Ionen

Die Ansätze des Ein-Ionen-Modells gelten praktisch nie unter realen Bedingungen. Die Reibung darf nicht vernachlässigt werden und zur Ermöglichung des Lorentz-Transport-Effektes muss ein magnetischer Gleichfeldterm  $\vec{B}_c$  eingearbeitet werden.

Es entstehen folgende drei Ansätze, (Gleichungen 3.7-3.9):

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{B}_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r}(t) - kvt) + \vec{B}_c \quad (3.7)$$

**Das magnetische Wanderfeld mit dem magnetischen Gleichfeld  $\vec{B}_c$ .**

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = -\vec{v} \times \vec{B}_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r}(t) - kvt) \quad (3.8)$$

**Das sich mitbewegende induzierte elektrische Wanderfeld.**

$$m \cdot \ddot{\vec{r}} = -\gamma \cdot \dot{\vec{r}} + q(\vec{E}(\vec{r}, t) + \dot{\vec{r}} \times \vec{B}(\vec{r}, t)) \quad (3.9)$$

**Die Lorentzkraft mit Berücksichtigung der Reibung.**

Die Gleichungen (3.7) und (3.8) werden in die Gl. (3.9) eingesetzt und hieraus folgt Gl. (3.10)

$$\begin{aligned} m \cdot \ddot{\vec{r}} &= -\gamma \cdot \dot{\vec{r}} + q(-\vec{v} \times \vec{B}_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r}(t) - kvt) + \dot{\vec{r}} \times \vec{B}_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r}(t) - kvt) + \dot{\vec{r}} \times \vec{B}_c) \\ m \cdot \ddot{\vec{r}} &= -\gamma \cdot \dot{\vec{r}} + q((\dot{\vec{r}} - \vec{v}) \times B_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r}(t) - kvt) + \dot{\vec{r}} \times \vec{B}_c) \end{aligned} \quad (3.10)$$

Mit der Annahme, dass die Reibungskraft wesentlich größer als die Ionen-Beschleunigungskraft ist und deswegen  $m \cdot \ddot{\vec{r}}(t) = 0$  gesetzt werden kann und mit  $\vec{r}(t) = \vec{R}(t) + d\vec{r}(t)$ , ( $\vec{R}$  langsame, longitudinale Teilchenbewegungen und  $d\vec{r}(t)$  Schwingungen der Teilchen) gilt:

$$\gamma \cdot \dot{\vec{r}} = +q((\dot{\vec{r}} - \vec{v}) \times \vec{B}_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{R} - k \cdot v \cdot t) + \dot{\vec{r}} \times \vec{B}_c) \quad (3.11)$$

Die Teilchengeschwindigkeit wird gegenüber der Wellengeschwindigkeit vernachlässigt.

$$\gamma \cdot \dot{\vec{r}} - q \cdot \dot{\vec{r}} \times \vec{B}_c = -q \cdot \vec{v} \times \vec{B}_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{R} - k \cdot v \cdot t) \quad (3.12)$$

Lösungsansatz:  $\vec{r} = \vec{r}_0 \cdot \sin(\vec{k} \cdot \vec{R} - k \cdot v \cdot t)$

$$\dot{\vec{r}}(t) = -k \cdot v \cdot \vec{r}_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{R} - k \cdot v \cdot t) \quad (3.13)$$

(3.13) eingesetzt in (3.12) ergibt:

$$-k \cdot v \cdot (\gamma \cdot \vec{r}_0 - q \cdot \vec{r}_0 \times \vec{B}_c) \cdot \cos(\vec{k} \cdot \vec{R} - k \cdot v \cdot t) = -q \cdot \vec{v} \times \vec{B}_0 \cdot \cos(\vec{k} \cdot \vec{R} - k \cdot v \cdot t) \quad (3.14)$$

Bei dem weiteren Rechnen mit Kreuzprodukten gilt:

$$\vec{a} \times (\vec{b} \times \vec{c}) = \vec{b} \cdot (\vec{a} \cdot \vec{c}) - \vec{c} \cdot (\vec{a} \cdot \vec{b}).$$

$$-\gamma \cdot \vec{r}_0 + q \cdot \vec{r}_0 \times \vec{B}_c = -\frac{q}{k \cdot v} \cdot \vec{v} \times \vec{B}_0 \quad (3.15)$$

$$-\gamma \cdot \vec{B}_c \times \vec{r}_0 + q \cdot \vec{B}_c \times (\vec{r}_0 \times \vec{B}_c) = -\frac{q}{k \cdot v} \cdot \vec{B}_c \times (\vec{v} \times \vec{B}_0)$$

$$+\gamma \cdot \vec{r}_0 \times \vec{B}_c + \vec{r}_0 \cdot (q \cdot \vec{B}_c \cdot \vec{B}_c) - \vec{B}_c \cdot (q \cdot \vec{B}_c \cdot \vec{r}_0) = -\frac{q}{k \cdot v} \cdot \vec{B}_c \times (\vec{v} \times \vec{B}_0) \quad (3.16)$$

Aus Gl. (3.15) folgt nach Umformen

$$\vec{r}_0 \times \vec{B}_c = \frac{\gamma}{q} \vec{r}_0 - \frac{1}{k \cdot v} \cdot \vec{v} \times \vec{B}_0 \quad (3.15)$$

Dies wird in Gl. (3.16) eingesetzt, wobei allerdings zu beachten ist, dass der Term

$\vec{B}_c(q \cdot \vec{B}_c \cdot \vec{r}_0)$  aus Gl. (3.16) null ergibt, da  $(q \cdot \vec{B}_c \cdot \vec{r}_0) = 0!$

$$\gamma \cdot \vec{r}_0 \times \vec{B}_c + q \cdot \vec{r}_0 \cdot B_c^2 - q \cdot \vec{B}_c \cdot (\vec{r}_0 \cdot \vec{B}_c) = -\frac{q}{k \cdot v} \cdot \vec{B}_c \times (\vec{v} \times \vec{B}_0) \quad (3.17)$$

Gl. (3.15) eingesetzt in (3.17) ergibt:

$$\begin{aligned} \gamma \left( \frac{\gamma}{q} \cdot \vec{r}_0 - \frac{1}{k \cdot v} (\vec{v} \times \vec{B}_0) \right) + q \cdot \vec{r}_0 \cdot B_c^2 &= -\frac{q}{k \cdot v} \cdot \vec{B}_c \times (\vec{v} \times \vec{B}_0) \\ \left( \frac{\gamma^2}{q} + q \cdot B_c^2 \right) \cdot \vec{r}_0 - \frac{\gamma}{k \cdot v} (\vec{v} \times \vec{B}_0) &= -\frac{q}{k \cdot v} \cdot \vec{B}_c \times (\vec{v} \times \vec{B}_0) \end{aligned} \quad (3.18)$$

$$\begin{aligned} \vec{r}_0 &= \frac{1}{\frac{\gamma^2}{q} + q B_c^2} \left[ -\frac{q}{k \cdot v} (\vec{B}_c \times (\vec{v} \times \vec{B}_0)) + \frac{\gamma}{k \cdot v} (\vec{v} \times \vec{B}_0) \right] \\ \vec{r}_0 &= \frac{1}{k \cdot v} \cdot \frac{\gamma}{\gamma^2 + q^2 B_c^2} \left[ -\frac{q^2}{\gamma} (\vec{B}_c \times (\vec{v} \times \vec{B}_0)) + q (\vec{v} \times \vec{B}_0) \right] \end{aligned} \quad (3.19)$$

Für  $\vec{B}_c = 0$  (also z.B. ohne ein Gleichfeld in y-Richtung) und obigen Ansätze entstehen also nur Schwingungen in einer Richtung (z.B. der z-Achse).

Nach der Oszillationslösung  $\vec{r}_0$  soll nun die Longitudinallösung ermittelt werden. Mit

$\vec{r}(t) = \vec{R}(t) + d\vec{r}(t)$  ( $\vec{R}$  longitudinale Teilchenbewegungen in einer Richtung,  $d\vec{r}(t)$

Schwingungen der Teilchen (siehe (3.10)) und mit den von dort stammenden

Vereinfachungen gilt:

$$\begin{aligned} \gamma \cdot \dot{\vec{r}} &= q \cdot \dot{\vec{r}} \times \vec{B}_c - q \cdot \vec{v} \times \vec{B}_0 \cdot \cos(\vec{k} \cdot (\vec{R} + d\vec{r}) - kvt) + \\ &+ q \cdot \dot{\vec{r}} \times \vec{B}_0 \cdot \cos(\vec{k} \cdot (\vec{R} + d\vec{r}) - kvt) \end{aligned} \quad (3.20)$$

$$\begin{aligned} \gamma \cdot \dot{\vec{R}} + \gamma \cdot d\dot{\vec{r}} &= q \cdot \dot{\vec{R}} \times \vec{B}_c + q \cdot d\dot{\vec{r}} \times \vec{B}_c - \\ &- q \cdot \vec{v} \times \vec{B}_0 \left[ \cos(\vec{k} \cdot \vec{R} - kvt) - \vec{k} \cdot d\vec{r} \cdot \sin(\vec{k} \cdot \vec{R} - kvt) \right] + \\ &+ q \cdot \dot{\vec{R}} \times \vec{B}_0 \left[ \cos(\vec{k} \cdot \vec{R} - kvt) - \vec{k} \cdot d\vec{r} \cdot \sin(\vec{k} \cdot \vec{R} - kvt) \right] + \\ &+ q \cdot d\dot{\vec{r}} \times \vec{B}_0 \left[ \cos(\vec{k} \cdot (\vec{R} + d\vec{r}) - kvt) \right] \end{aligned} \quad (3.21)$$

Gleichung (3.21) entsteht aus (3.20) durch das Differenzieren nach  $\vec{R}$  und die Entwicklung von Taylorreihen.

$$\begin{aligned} \gamma \cdot \dot{\vec{R}} &= q \cdot \dot{\vec{R}} \times \vec{B}_c - \\ &- q \cdot \vec{v} \times \vec{B}_0 \langle -\vec{k} \cdot d\vec{r} \cdot \sin(\vec{k} \cdot \vec{R} - kvt) \rangle + \\ &+ q \cdot \dot{\vec{R}} \times \vec{B}_0 \langle -\vec{k} \cdot d\vec{r} \cdot \sin(\vec{k} \cdot \vec{R} - kvt) \rangle + \\ &+ q \cdot \langle -d\dot{\vec{r}} \cdot \cos(\vec{k} \cdot (\vec{R} + d\vec{r}) - kvt) \rangle \times \vec{B}_0 \end{aligned} \quad (3.22)$$

$$\begin{aligned} \gamma \cdot \dot{\vec{R}} &= q \cdot \dot{\vec{R}} \times \vec{B}_c + \\ &+ q \cdot \vec{v} \times \vec{B}_0 \langle \vec{k} \cdot d\vec{r} \cdot \sin(\vec{k} \cdot \vec{R} - kvt) \rangle - \\ &- q \cdot \dot{\vec{R}} \times \vec{B}_0 \langle \vec{k} \cdot d\vec{r} \cdot \sin(\vec{k} \cdot \vec{R} - kvt) \rangle + \\ &+ q \cdot \langle -d\dot{\vec{r}} \cdot \cos(\vec{k} \cdot \vec{R} - kvt) \rangle \times \vec{B}_0 \end{aligned} \quad (3.23)$$

$$\cos^2(\omega t + \varphi) = \frac{1}{2}(1 + \cos 2 \cdot (\omega t + \varphi))$$

$$\sin^2(\omega t + \varphi) = \frac{1}{2}(1 - \cos 2 \cdot (\omega t + \varphi))$$

$$d\vec{r} = \vec{r}_0 \cdot \sin(\vec{k} \cdot \vec{R} - kvt)$$

$$d\dot{\vec{r}} = \vec{r}_0 \cdot (-k v) \cdot \cos(\vec{k} \cdot \vec{R} - kvt)$$

Mit den allgemein bekannten Beziehungen,

gilt:

$$\begin{aligned}\gamma \cdot \dot{\vec{R}} &= q \cdot \dot{\vec{R}} \times \vec{B}_c + q \cdot \vec{v} \times \vec{B}_0 \cdot \frac{1}{2} \cdot \vec{k} \cdot \vec{r}_0 - q \cdot \dot{\vec{R}} \times \vec{B}_0 \cdot \frac{1}{2} (\vec{k} \cdot \vec{r}_0) + q \cdot \frac{1}{2} \cdot k \cdot v (\vec{r}_0 \times \vec{B}_0) \\ \gamma \cdot \dot{\vec{R}} + \dot{\vec{R}} \times (q \cdot \vec{B}_0 \frac{1}{2} (\vec{k} \cdot \vec{r}_0) - q \cdot \vec{B}_c) &= \frac{1}{2} \cdot (\vec{k} \cdot \vec{r}_0) \cdot q \cdot (\vec{v} \times \vec{B}_0) + \frac{1}{2} k \cdot v \cdot q (\vec{r}_0 \times \vec{B}_0)\end{aligned}\quad (3.24)$$

Mit

$$\begin{aligned}a &= \gamma \\ \vec{b} &= \left( \frac{q}{2} \vec{B}_0 \cdot (\vec{k} \cdot \vec{r}_0) - q \cdot \vec{B}_c \right) \\ \vec{c} &= \frac{q}{2} \cdot (\vec{k} \cdot \vec{r}_0) \cdot (\vec{v} \times \vec{B}_0) + \frac{q}{2} \cdot k \cdot v \cdot (\vec{r}_0 \times \vec{B}_0)\end{aligned}$$

werden die Ausdrücke vereinfacht und es ergibt sich der weitere Rechenweg:

$$a \cdot \dot{\vec{R}} + \dot{\vec{R}} \times \vec{b} = \vec{c} \leftarrow (\times \vec{b}) \quad (3.25)$$

$$a \cdot \dot{\vec{R}} \times \vec{b} + (\dot{\vec{R}} \times \vec{b}) \times \vec{b} = \vec{c} \times \vec{b} \quad (3.26)$$

$$\dot{\vec{R}} \times \vec{b} = \vec{c} - a \cdot \dot{\vec{R}} \quad (3.25)$$

$$a(\vec{c} - a \cdot \dot{\vec{R}}) + \vec{b} \cdot (\vec{b} \cdot \dot{\vec{R}}) - \dot{\vec{R}}(\vec{b} \cdot \vec{b}) = \vec{c} \times \vec{b}$$

$$a \cdot \vec{c} - a^2 \cdot \dot{\vec{R}} - \dot{\vec{R}} \cdot (\vec{b} \cdot \vec{b}) = \vec{c} \times \vec{b} \quad (3.27)$$

$$\dot{\vec{R}} = - \frac{\vec{c} \times \vec{b} - a \vec{c}}{a^2 + \vec{b} \cdot \vec{b}} \quad (3.28)$$

$$\begin{aligned} \dot{\vec{R}} = & \frac{-1}{\gamma^2 + \left(\frac{q}{2}\vec{B}_0(\vec{k} \cdot \vec{r}_0) - qB_c\right)^2} \left( \left[ \frac{q}{2}(\vec{k} \cdot \vec{r}_0) \cdot (\vec{v} \times \vec{B}_0) + \frac{q}{2}k \cdot v \cdot (\vec{r}_0 \times \vec{B}_0) \right] \times \right. \\ & \left. \left[ \frac{q}{2}(\vec{k} \cdot \vec{r}_0) \cdot \vec{B}_0 - q\vec{B}_c \right] - \gamma \cdot \left[ \frac{q}{2}(\vec{k} \cdot \vec{r}_0) \cdot (\vec{v} \times \vec{B}_0) + \frac{q}{2}k \cdot v \cdot (\vec{r}_0 \times \vec{B}_0) \right] \right) \end{aligned} \quad (3.29)$$

Die Bedingung Gl. (3.30) gilt für  $\vec{B}_c = 0$ . Mit Gl. 3.31 (Oszillationsterm-Amplitude  $\vec{r}_0$ , bei  $\vec{B}_c = 0$ ) eingesetzt in Gl. (3.32) ergibt sich Gl. (3.33).

$$(\vec{k} \cdot \vec{r}_0) = 0 \quad (3.30)$$

$$\vec{r}_0 = \frac{q \cdot (\vec{v} \times \vec{B}_0)}{k \cdot v \cdot \gamma} \quad (3.31)$$

$$\dot{\vec{R}} = + \frac{q \cdot k \cdot v \cdot (\vec{r}_0 \times \vec{B}_0)}{2 \cdot \gamma} \quad (3.32)$$

Es ergibt sich die vereinfachte Endgleichung ( $\vec{B}_c = 0$ ) der longitudinalen

Geschwindigkeit  $\dot{\vec{R}}$ , (Gl.3.33)

$$\dot{\vec{R}} = + \frac{q^2}{2 \cdot \gamma^2} (\vec{v} \times \vec{B}_0) \times \vec{B}_0 \quad (3.33)$$

**Trotz  $\vec{B}_c = 0$  gibt es also auch hier eine Longitudinalkomponente.**

## 3.2 Teilzusammenfassung

Wie (Gl. 3.33) zeigt, ist das Quadrat der Ladung  $q$  – adäquat zum Ein-Ionen-Modell - wieder vorhanden und bewirkt, dass die Richtung der Teilchengeschwindigkeit nicht durch die Art der Ladung bestimmt wird. Diese Erkenntnis konnte bereits mit dem sehr einfachen Ein-Ionen-Modell gewonnen werden. Eine besondere Erkenntnis in diesem Teil der Arbeit ist die Entdeckung, dass sich der longitudinalen Ionen-Bewegung ein Schwingungsterm mit der Amplitude proportional zu  $\vec{B}_c \times (\vec{v} \times \vec{B}_0)$  in longitudinaler Bewegungsrichtung überlagert, dessen wichtigster Teil die Gleichfeldkomponente  $\vec{B}_c$  ist. **Ohne diesen longitudinalen Schwingungsterm kann keinerlei Ionenbewegung beobachtet werden.** Eine weiterführende Diskussion zu obigen Aspekten liefert das Kapitel 6 dieser Arbeit.

## 4 Versuchsanlagen

Zur Verifizierung der theoretischen Herleitung wurden zwei Anlagen gebaut. Dies ermöglichte parallele Versuchsserien zu fahren. Beide Systeme funktionierten nach gleichen Prinzipien. Ein pulsweiten-modulierter Frequenzumformer steuerte einen Linearmotor an, der dann ein Wanderfeld erzeugen konnte. Die Großanlage wurde ohne magnetisches Gleichfeldglied gefahren. Die Kleinanlage wurde mit einem überlagerten magnetischen Gleichfeldglied betrieben.

### 4.1 Maschinen der Versuchsanlagen

Ein an das normale Wechselstromnetz angeschlossener Frequenzumrichter vom Typ: „Puls-Weiten-Moduliert (PWM)“<sup>4</sup>, versorgte den für die Wander-Magnetfeld-Erzeugung zuständigen Aktivteil. Bild 4.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau der Versuchsanlage als Schaltbild.

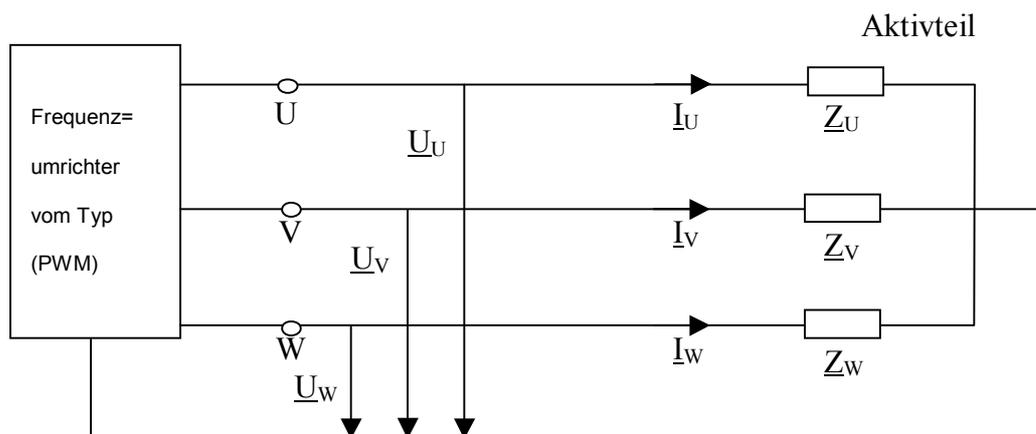


Bild 4.1: Prinzipieller Aufbau der Standard-Versuchsanlage. Sie besteht aus einem Puls-Weiten-Modulierten (PWM) Frequenzumformer und einem 4-poligen Linearmotor.

Bild 4.2 zeigt den prinzipiellen Aufbau der Linearmotoranlage in Form einer schematischen Zeichnung, wobei 1 dem Linearmotorblech, 2 der Drehstromwicklung, 3 dem Probekästchen, 4 dem magnetischer Rückschluss und  $\tau_p$  der Polteilung entspricht.

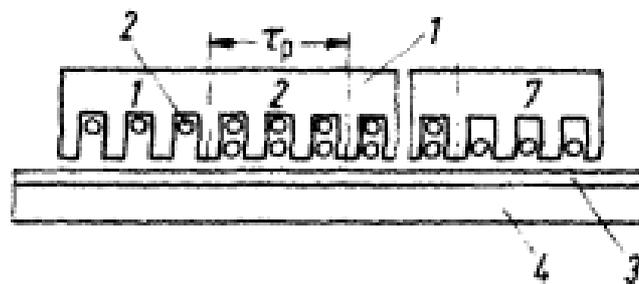


Bild 4.2: Prinzipieller Aufbau des hier benutzen Aktivteils, bestehend aus : Linearmotor, Probekästchen, magnetisches Blech (Feldrückweg)

Die Kleinanlage MKO 2 wurde mit einem Kleinfrequenzumformer vom Typ: Danfoss 2800 und einem Aktivteil betrieben, der wahlweise in Stern oder Dreieck verschaltbar war. Die Großanlage MKO 1 wurde mit einem Großfrequenzumformer vom Typ: Danfoss 3200 und einem entsprechendem Aktivteil betrieben, der auch wahlweise in Stern oder Dreieck verschaltbar war. Die Frequenzumformer wurden von der Firma Danfoss hergestellt, alle anderen Komponenten waren Eigenkonstruktionen.

Frequenzumformer können durch die Variation der Frequenz die Feld-Geschwindigkeiten des angeschlossenen Aktivteiles variieren. Die abgegebene Leistung wird durch das Puls-Pausen-Verhalten bestimmt, wobei die Impulshöhe konstant bleibt.

Bild 4.3 und 4.4 verdeutlicht das angewandte Wechselrichterprinzip von Danfoss. Jeweils auf der Ordinate ist die Spannung aufgetragen und auf der Abszisse die Periodendauer.

Bild 4.3 zeigt, wie aus einer variablen Zwischenkreisspannung (variiert durch das Puls-Pausen Verhalten) die Phasenspannung entsteht.

Bild 4.4 zeigt, dass die numerisch größte Phase bei  $60^\circ$  der Periodendauer konstant gehalten und mit einer entsprechenden anderen überlagert wird, damit die volle verkettete Spannung  $U$  - $V$  entstehen kann.

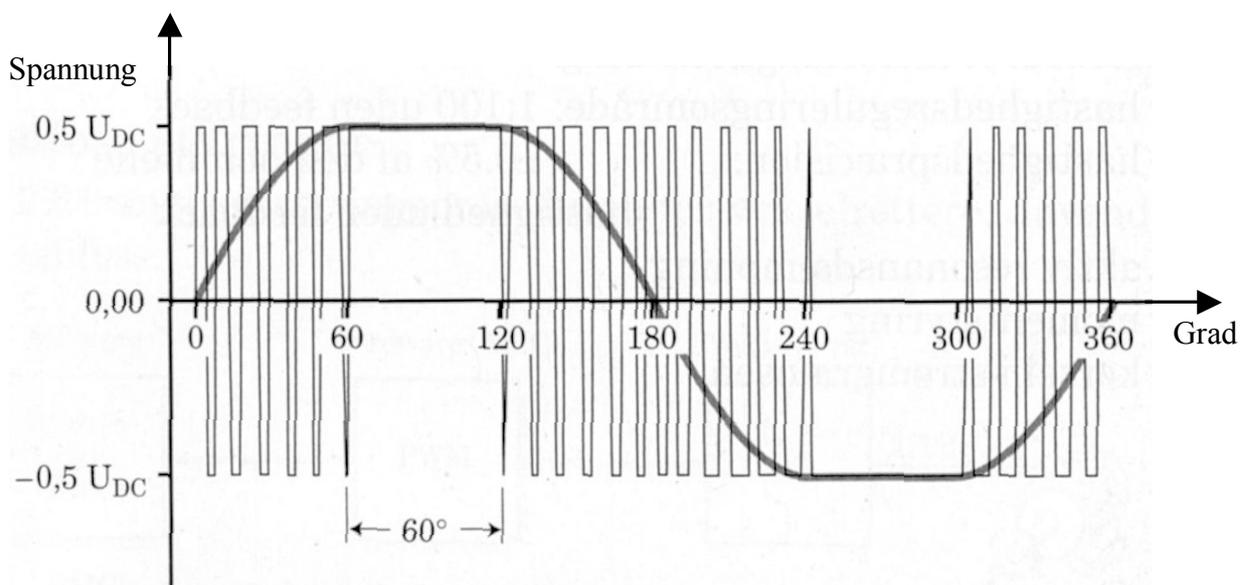


Bild 4.3: Die Phasenausgangsspannung des Puls-Weiten-Modulierten (PWM) Frequenzumformers.

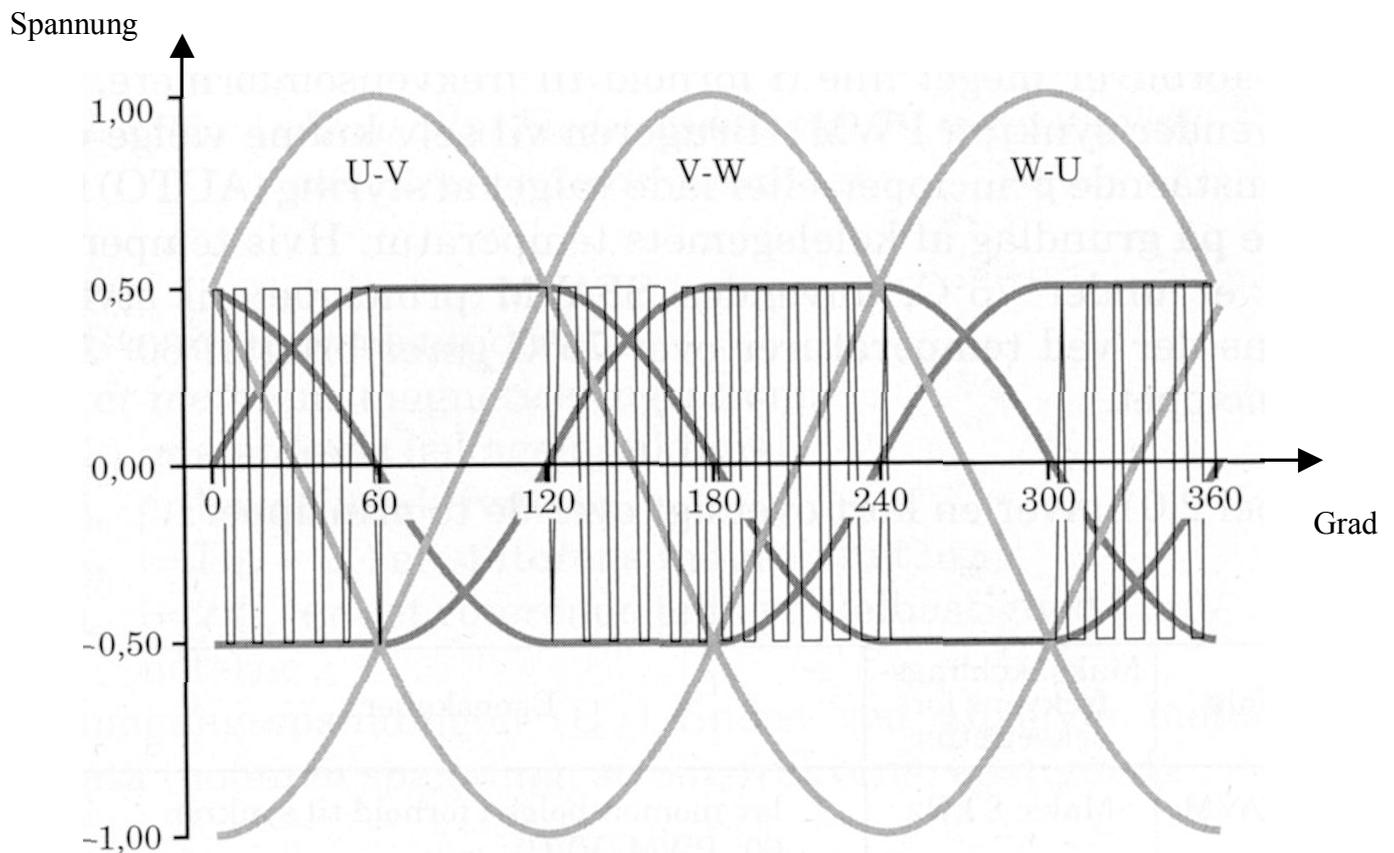


Bild 4.4: Die verketteten Ausgangsspannungen des Puls-Weiten-Modulierten (PWM) Frequenzumformers.

Der Aktivteil der Großanlage MKO 1 ist in Bild 4.5 abgebildet. Er besteht aus geschichteten, mit Nuten versehenen und doppelseitig gecoateten (Standard) Maschinen-Blechen. Der Aktivteil der Kleinanlage MKO 2 besteht aus dem gleichen Material, ist jedoch kleiner (Bild 4.6).

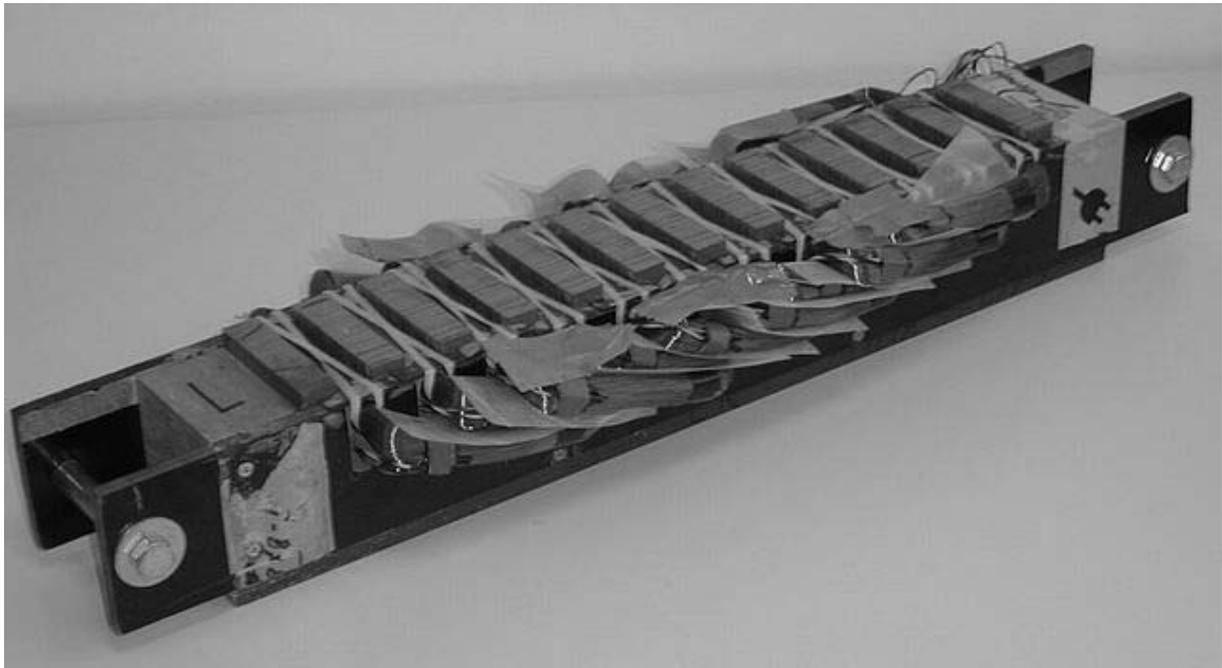


Bild 4.5: Vierpoliger Linearmotor der „MKO 1“ Großanlage.

In der Mitte des Bildes 4.6 erkennt man den an die Transformatoren (links im Bild) gekoppelten Aktivteil, der im Kleinformat dem vierpoligen Großaktivteil entspricht. Darüber liegen Probekästchen als Abstandshalter des magnetischen Rückweges, um hier in diesem Fall das magnetische Feld in Höhe der Probekästchen messen zu können.

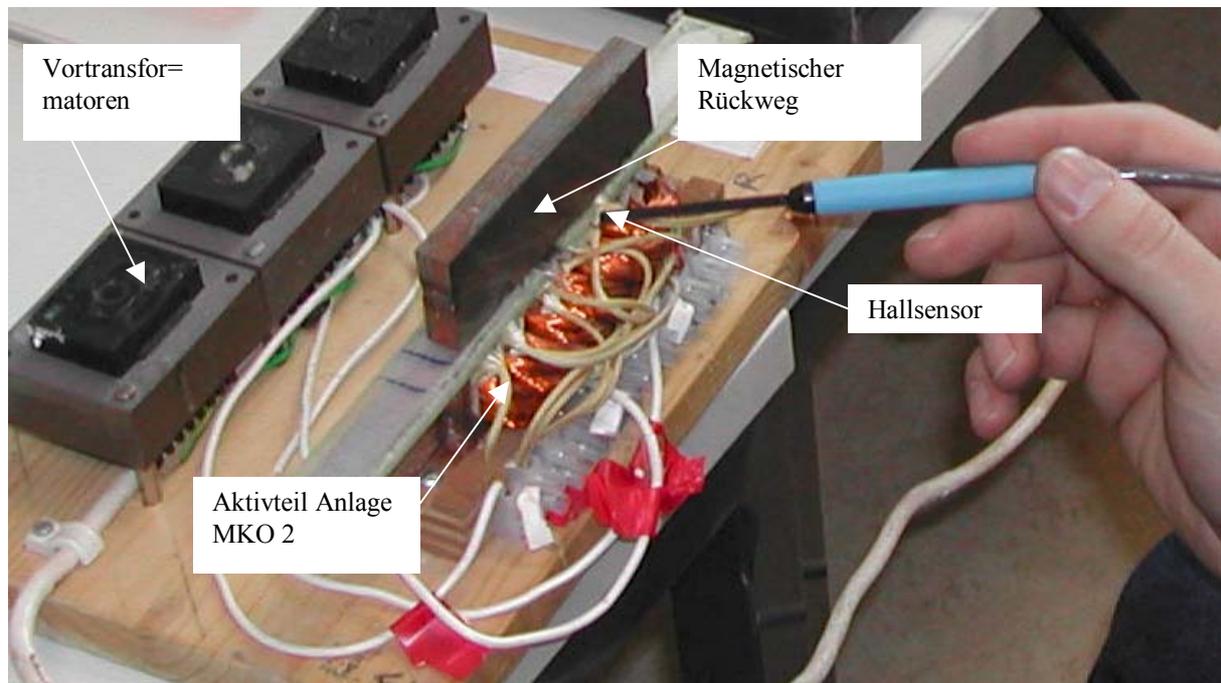


Bild 4.6 Aktivteil der MKO 2 Kleinanlage (Vierpoliger Linearmotor, Probekästchen und magnetischer (geschichteter) Feldrückweg).

Magnetische Rückwege (ungenutzte, geschichtete Bleche), die den Abmessungen der Aktivteile angepasst waren, wurden bei den Versuchen zur Feldführung benötigt. Es stehen somit zwei Anlagen für die Versuchsdurchführung zur Verfügung. Die Funktionsprinzipien entsprechen einander. Allerdings können mit der Großanlage wesentlich höhere Leistungsbereiche abgedeckt werden (kW) als mit der Kleinanlage (W).

Das Gleichfeld der Kleinanlage (die Großanlage wurde ohne Gleichfeldglied betrieben) wird von zwei Permanentmagneten erzeugt, die entsprechend gepolt an dem magnetischen Rückweg der Anlage angebracht sind.

## 5 Versuche

Bei den eingangs erwähnten (Kap.1) Konservatoren des dänischen Nationalmuseums lag und liegt zur Zeit großes Interesse vor, nicht invasiv Salze in Mauergewölben zu bewegen, um dadurch Kalkmalereien zu retten, die vor langer Zeit aufgebracht worden waren. Deshalb wurden die im folgenden Kapitel beschriebenen Versuche zur Wanderung von Ionen in porösen Materialien durchgeführt.

Die Versuche der ersten Serie wurden mit der Großanlage MKO 1 ohne zusätzliche magnetische Gleichfeldglieder durchgeführt. Die der zweite Serie wurden mit der Kleinanlage und mit einem zusätzlichen magnetischem Gleichfeldglied durchgeführt. Im Rahmen der Versuche konnte gezeigt werden, dass die im vorangegangenen Kapitel 3 gewonnenen Ergebnisse zutrafen und Ionen mit Hilfe von Wanderfeldern, denen Gleichfeldglieder überlagert waren, nicht invasiv und in Wanderfeld-Bewegungsrichtung transportiert werden konnten. Ein während der experimentellen Arbeiten entdeckter Sondereffekt konnte zur Feldüberwachung eingesetzt werden. Zusätzlich ergaben sich hierbei auch praktische Anwendungsmöglichkeiten in der Medizin.

### 5.1 Erste Serie

#### 5.1.1 Linearmotor zur Erzeugung des magnetischen Wanderfeldes

Die zur Erzeugung des Magnetfeldes erforderliche Maschine ist ein vierpoliger, dreiphasig gespeister Wanderfeldmotor, der zusammen mit einem Blechpaket für den magnetischen Rückschluß den Aktivteil bildet. Der Wanderfeldmotor ist aus

kammartig gestanzten Blechen mit 13 Polzähnen, 12 Nuten und einer Gesamtlänge  $L_{ges}$  von 500 mm gefertigt, die zu einem Blechpaket von 80 mm Breite gestapelt sind (Bild 5.1). In den Nuten des Wanderfeldmotors ist eine Drehstromwicklung eingelegt, deren Aufgabe es ist, ein Wanderfeld zu erzeugen. Die Wicklung ist als Zweischichtwicklung ausgeführt und besteht aus neun Spulen, die am Klemmbrett zu drei Wicklungssträngen verschaltet ist. Jeder Wicklungsstrang besteht aus drei Spulen mit je 3000 Windungen Kupferlackdraht mit einem Leiterdurchmesser von 0,2 mm. Die Drehstromwicklung hat an der Anfangs- und Endzone des Linearmotors die halbe Leiterzahl je Nut. Dementsprechend entsteht in diesem Bereichen ein Wanderfeld mit nur halber Amplitude.

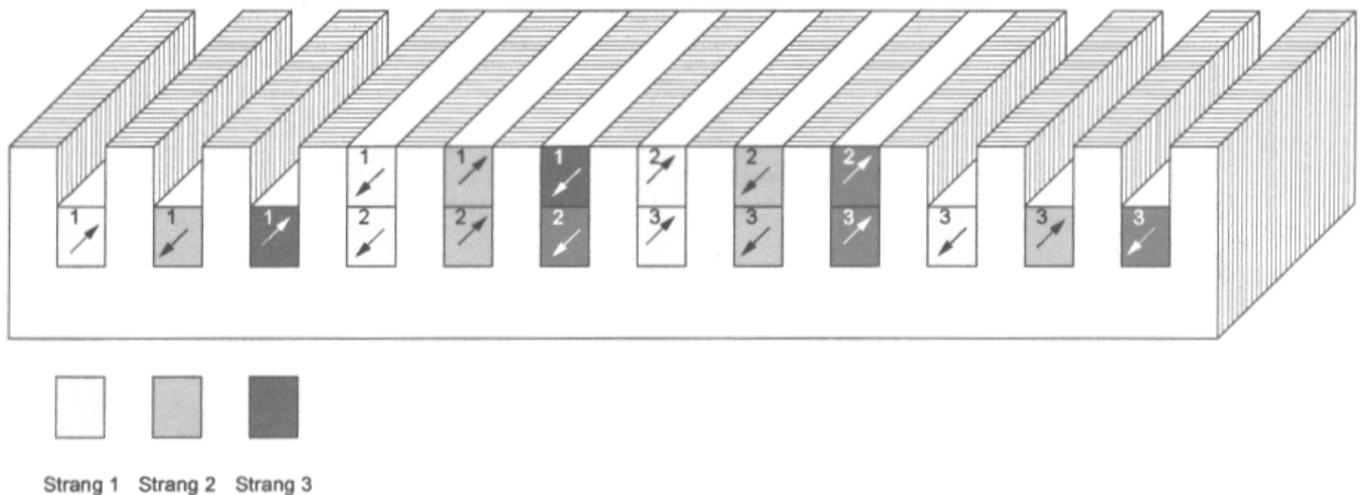


Bild 5.1: Linearmotor mit Spulen- und Strangkennzeichnung sowie Wickelsinnpfeilen

Den „Läufer“ des Linearmotors bilden Ionen in einem Testbehälter. Dieser Behälter ist zwischen dem Linearmotor und dem als magnetischen Rückschluss dienendem Blechpaket angeordnet und zwischen beiden Teilen mechanisch fixiert.

Das sinusförmige magnetische Wanderfeld schließt sich über den Rückschluß und durchdringt dabei zweifach den Testbehälter mit dem zu behandelnden Substrat. Dabei breitet sich das Wanderfeld mit einer Geschwindigkeit  $v$  in Motorrichtung aus.

### 5.1.2 Testbehälter

Zur Aufnahme des Substrates wurde der Testbehälter Typ A verwendet:

Bild 5.2 zeigt die Geometrie und die Hauptabmessungen dieses Testbehälters

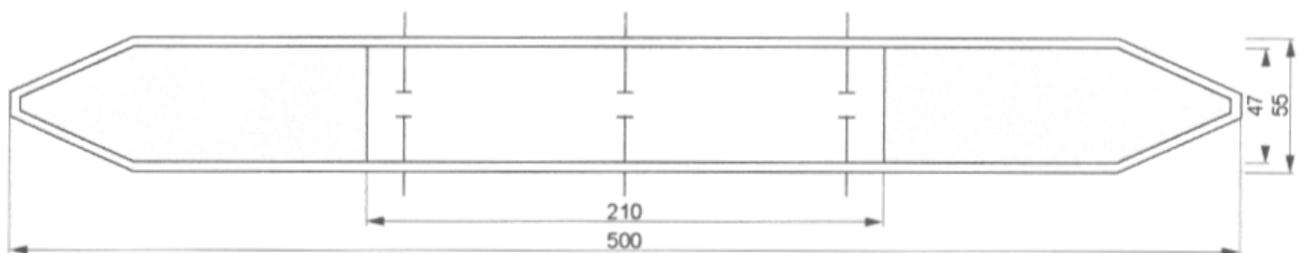


Bild 5.2: Testbehälter Typ A mit Elektrodenpaaren (Kondensatorsymbole)

Der Behälter ist aus durchsichtigem Plexiglas gefertigt. Das Substrat wird bei diesem Behälter nur im feldstarken Mittelteil des Linearmotors verbracht. Die Außenräume sind vergossen. In dem Behälter befinden sich mittig Elektrodenpaare und davon in einer Entfernung von 100 mm an den linken und rechten Rändern. Der Elektrodenabstand beträgt ca. 10 mm. Die Anschlussleitungen der Elektroden werden durch Bohrungen in den Innenraum geführt. Die Bohrungsöffnungen müssen entsprechend abgedichtet werden. Die Elektrodenpaare dienen zur Messung der ohmschen Widerstände bzw. der Leitwerte im Substrat während der Versuche.

Substratvolumen:  $L \times B \times H$  210 mm x 47 mm x 2,2 mm

Gesamthöhe: 6,6 mm

Der Behälter wird während der Versuche mit einem Deckel verschlossen und mit einem geeigneten Plastikleber und einem danach aufgebrachtem Klebeband hermetisch abgedichtet.

### **5.1.3 Nachweis der Funktion des Wanderfeldlinearmotors**

Der Funktionsnachweis des Wanderfeldlinearmotors soll schnell und einfach zeigen, dass durch den Linearmotor ein normales magnetisches Wanderfeld erzeugt wird. Der Funktionsnachweis nutzt den Effekt der Drehimpulserhaltung (Bild 5.3).

Zu diesem Zweck wurden in einen Testbehälter Eisenfeilspäne eingefüllt. Danach wurde der Testbehälter der Länge nach auf den Linearmotor platziert. Erzeugt der Motor nach dem Zuschalten ein Wanderfeld, so bewegen sich die Eisenfeilspäne entsprechend der Ausbreitungsrichtung des Wanderfeldes. Wird der Motor nicht dreiphasig gespeist (durch Leiterunterbrechung oder Fehler in der Stromversorgung), bleiben die longitudinalen Bewegungen der Eisenfeilspäne aus. Zusätzlich lässt sich in diesem Test die Bewegungsrichtung des Wanderfeldes feststellen. Eine Richtungsumkehr des Wanderfeldes ist durch das Vertauschen zweier Phasen des speisenden Systems am Klemmbrett zu realisieren.

## 5.1.4 Sondereffekt

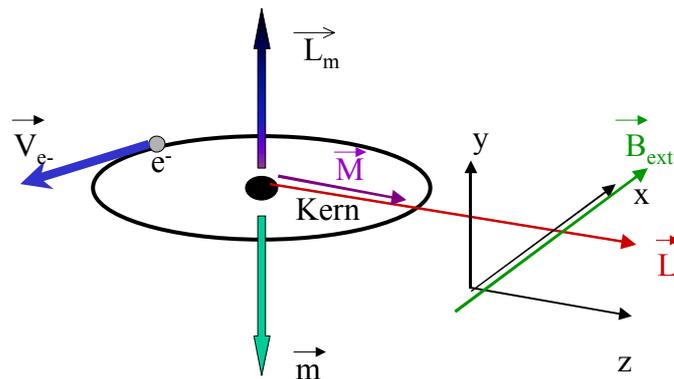


Bild 5.3: Ein externes B-Feld in x-Richtung übt ein Drehmoment auf einen Eisenfeilsan aus (Hier dargestellt durch den orbitalen Drehimpuls eines seiner Eisenatome). Das B-Feld greift hierzu mikroskopisch in die Struktur des Eisenfeilsanes ein.

Die Kristallgitter eines Eisenspanes sind aus Eisenionen aufgebaut, die auf ihrer 3-d-Schale ungepaarte Elektronen besitzen. Wenn nun deren mikroskopischer Drehimpuls durch ein von außen aufgebracht magnetisches Feld geändert werden kann, muß der Gesamtkristall makroskopisch reagieren, um die vorausgegangene Drehimpulsänderung auszugleichen.

Hieraus ergeben sich Anwendungen wie : Pumpenloser Transport von Partikeln in Flüssigkeiten (Ferrofluids), Bilder 5.4 bis 5.6:



Bild 5.4: Nicht invasiver Partikeltransport in Flüssigkeiten. Die im Wasser schwebenden Eisenpartikel erscheinen in schwarzer Farbe.



Bild 5.5: Nicht invasiver Partikeltransport in Flüssigkeiten (von links nach rechts). Die Transportgeschwindigkeiten sind hierbei stufenlos regelbar.



Bild 5.6: Nicht invasiver Partikeltransport in Flüssigkeiten. Der Großteil der schwebenden Eisenpartikel hat die rechte Seite der Flasche erreicht.

Biokompatibler Transport von Chemotherapeutika und Fixierung von Chemotherapeutika in Organen, Bilder 5.7 und 5.8:



Bild 5.7: Nicht invasives Halten von magnetischen Beads in der Leber und Milz von Mäusen.



Bild 5.8: Nicht invasives Halten von Chemotherapeutika in der Leber und Milz von Mäusen. Radioaktive Nanopartikel (100 nm) wurden in die Schwanzvenen von Mäusen gespritzt und in Leber und Milz zu halten versucht.

Hyperthermianwendungen und Transfektionsverstärker, Bild 5.9:

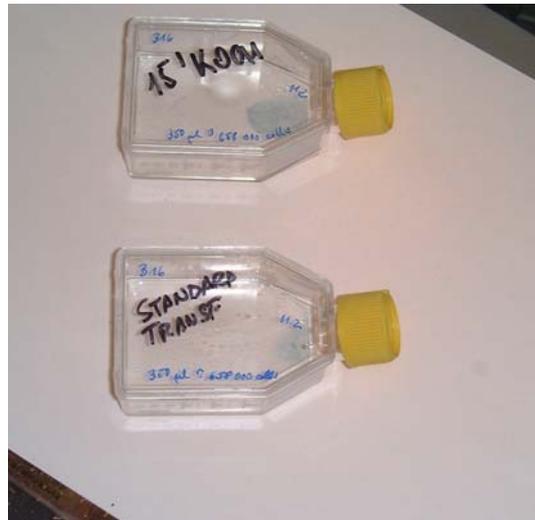


Bild 5.9: Erfolgreiches Eindringen (Blaufärbung) von Viren in Zellen (Transfektion). Mit Eisen-Nanopartikeln markierte Viren rollen sich auf der Oberfläche von Zellen ab (unterstützt von äußeren Magnetfeldern), um einen geeigneten Rezeptor zu finden und um somit auf natürliche Weise (Endozytose) in die Zelle zu gelangen. Eine schwache Blaufärbung in der oberen Flasche zeigt an, wie erfolgreich (schon nach 15 Minuten) diese Methode gegenüber der herkömmlichen ist.

Im Laufe der Entwicklung bewährten sich noch weitere Anwendungen, die zu behandeln den Rahmen dieser Arbeit sprengen würden. Einige davon werden allerdings in einer Bachelorarbeit<sup>2</sup> beschrieben, die unter der Leitung des Verfassers der vorliegenden Dissertation entstanden ist. Alle dort verwendeten Maschinen wurden vom Verfasser zusammengestellt, gebaut und in Betrieb genommen.

### **5.1.5 Versuche der ersten Serie**

In der Versuchsserie wurden zwei Experimente bei Raumtemperatur durchgeführt. Zur Visualisierung der Transportvorgänge wurde einer Mischung aus Sand und Wasser blaue Lackmuslösung hinzugesetzt und die Oberfläche des Substrats an

ausgewählten Stellen mit 5% iger Essigsäure markiert. An diesen Stellen erfolgte ein Farbumschlag in ein blasses Rot. Nach dem Verschließen des Behälters mit dem Deckel wurden die Grenzen der rötlichen Bereiche zur Sichtbarmachung von Änderungen im weiteren Versuchsverlauf auf dem Deckel markiert. Bei der Bewegung der Essig-Protonen durch den Lackmus-Sand wird der pH-Wert geändert und dadurch die Lackmuslösung entfärbt.

Im Versuch 1 wurde das Verhalten der Grenzen eines kreisförmig markierten Bereiches ohne magnetisches Wanderfeld beobachtet und zu Versuchsbeginn und nach einer Stunde kontrolliert. Hier konnte nach einer Stunde keine Änderung der Grenzen festgestellt werden.

In dem Versuch 2 wurde das Substrat mit einer kreisförmigen und zwei linienförmigen Markierungen versehen und durch das magnetische Wanderfeld beeinflusst. Nach einer Stunde wurde der magnetische Rückschluß entfernt und der Testbehälter beobachtet. Im Versuch 2 wurde der Motor in Dreieck geschaltet, um über den großen Strom eine große Wirkung zu erzielen. Nach 3 Stunden 40 Minuten wurde der Motor in Stern geschaltet, da keine Verschiebung der Grenzen beobachtet wurde. Nach einer weiteren Stunde wurde der Versuch ohne eine Veränderung beendet. Eine Violettentfärbung des Lackmus durch die von der Essigsäure freigesetzten Protonen wurde nicht erreicht. Im Rahmen der Versuche der ersten Serie wurde gezeigt, dass die Diffusion (abgesehen von einer Anfangsdiffusion) vernachlässigbar ist. Es wurde ein einfacher Nachweis der Funktion des Linearmotors (Kap. 5.1.3) entwickelt und es wurde außerdem ein Sondereffekt (Kap. 5.1.4) entdeckt.

## 5.2 Zweite Serie

### 5.2.1 Alternative Kleinanlage zur Erzeugung des magnetischen Wanderfeldes

Aus Gründen der bequemerer Handhabung und auch wegen der schon naheliegenden mikroskopischen Anwendungen wurde der Kleinanlagentyp MKO 2 gebaut (Bild 5.10 und 5.11).

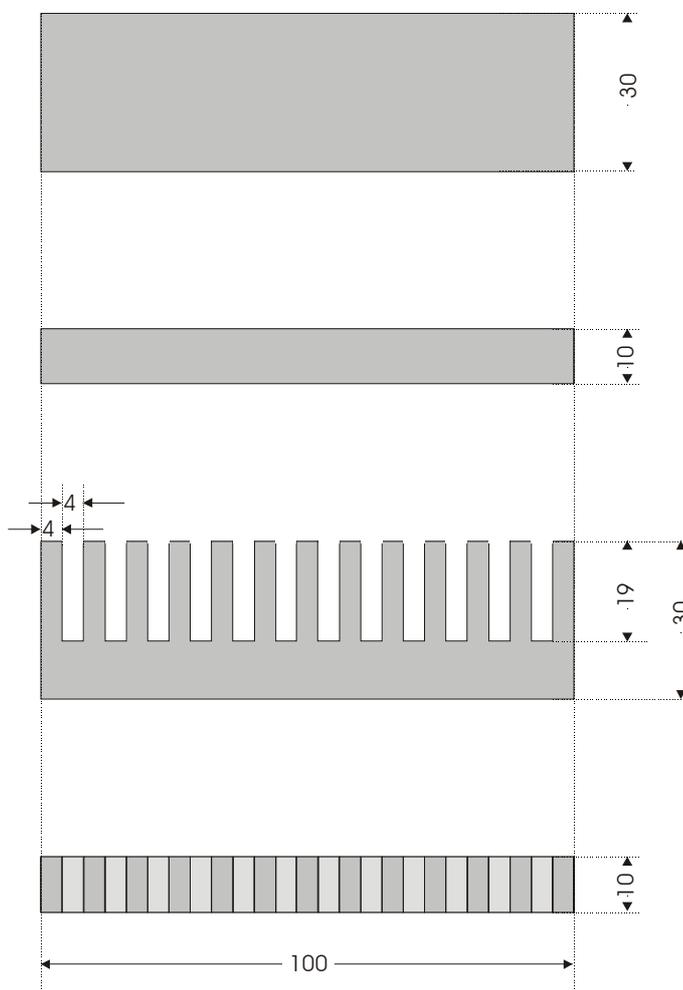


Bild 5.10: Abmessungen des Linearmotors der Anlage MKO 2 mit dem geblechten aber ungenutzten Feldrückweg (obere Bildsektion).

In dem Bild 5.11 ist ein einfaches Mikroskop zu sehen. Auch hier kann eine MKO 2 Anlage eingesetzt werden, allerdings in einer etwas abgeänderten Form (eingebaut in ein Gehäuse mit lokalen Bedienelementen).

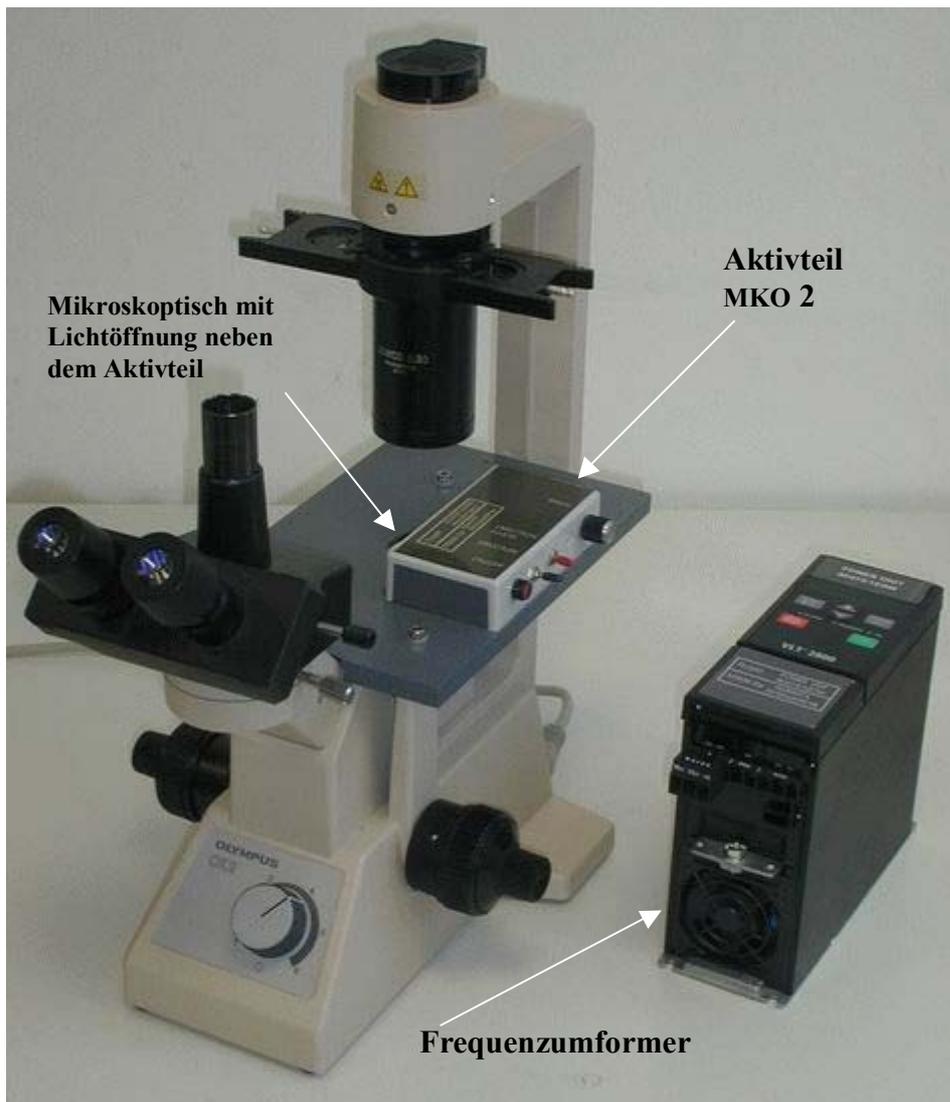


Bild 5.11: „Low End“ Mikroskop mit einer modifizierten „MKO 2“ Anlage zur Zellerkennung.

Durch eine modifizierte MKO 2 Anlage können wichtige medizinische Anwendungen (z.B. Erkennung einzelner metastasierender Krebszellen) durchgeführt werden.

Von der EU wurden die Grundlagen dieser Entwicklung sehr positiv kommentiert und mit einem „Exploratory Award“ im 5. Rahmenprogramm unterstützt.

Die Linearmotoren und deren Rückwege (Bild 5.10) hatten nur noch eine Gesamtlänge von 100 mm und jeweils eine Höhe von nur 30 mm. Entsprechend angepasst (verkleinert) mussten natürlich auch die anderen Abmessungen werden (Nuthöhen, Nutbreiten, Anzahl der Wicklungen). Bild (4.7) des vorherigen Kapitels, (Bild 5.1) und die Mikroskopanwendung (Bild 5.10 und 5.11) verdeutlicht die geänderten Größenordnungen.

### 5.2.2 Flußdichtenamplitude

Bei einer dreiphasigen Versorgung des Kleinlinearmotors in Dreieckschaltung, einer angelegten Phasenspannung von 3.4 V und einem Phasenstrom von 590 mA entspricht die aufgenommene Scheinleistung etwa der des Großlinearmotors in gleicher Verschaltung.

Die Flussdichtenamplitude im doppelbelegten Nutbereich berechnet sich nach der Gleichung (5.1).

$$\hat{B}_{Mot} = \mu_r \cdot \mu_0 \cdot H = \mu_r \cdot \mu_0 \cdot \frac{\Theta}{2 \cdot l_\delta} = \mu_r \cdot \mu_0 \cdot \frac{\sqrt{2} \cdot n \cdot m \cdot I}{\pi \cdot 2 \cdot l_\delta} = \quad (5.1)$$

$$\frac{1 \cdot 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \cdot V_S \cdot \sqrt{2} \cdot 2 \cdot 80 \cdot 3 \cdot 0.59 \cdot A \cdot 10^3}{\pi \cdot 2 \cdot Am \cdot 2.6m} = 308.1 \cdot 10^{-4} T = 30.8 mT$$

und ergibt also 30.8 mT im Zweischicht-Wicklungsteil, dem hohen magnetischen Flussbereich.

Das sinusförmige Magnetfeld wurde von einem magnetischen Gleichfeld überlagert, das von Permanentmagneten stammte, die an dem Rückweg (Bereich der großen Felddichte) des Linearmotors angebracht sind. Die magnetische Gleichfelddichte betrug ca. 16 mT an der Oberfläche des Magneten ( Die Messung wurde mit einem Gaussmeter, der Type: Brockhaus Messtechnik, 421 Gaussmeter, durchgeführt) .

### 5.2.3 Testbehälter

Die neuen Testbehälter mussten den neuen Abmessungen des MKO 2 – Aktivteiles angepasst werden.

Das Substratvolumen des kleinen Kastens (Bild 5.12) betrug:

$L \times B \times H = 88 \text{ mm} \times 12 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$



Bild 5.12: Durchsichtiger Substratkasten zur Sichtbarmachung von Protonenbewegungen in dem Substrat.

#### **5.2.4 Nachweis der Funktion des Wanderfeldlinearmotors**

Das auf der Drehimpulserhaltung beruhende Funktionsnachweis-System der Großanlage konnte natürlich auch für die Kleinanlage übernommen werden und erwies sich als eine unverzichtbare Methode um vor, während und nach den Experimenten die Betriebsfähigkeit des Linearmotors zu überprüfen

#### **5.2.5 Versuche der zweiten Serie**

Die Versuche der zweiten Serie wurden mit der Kleinanlage MKO 2 durchgeführt. Eine Komponentenzeichnung des Aktivteiles wird in (Bild 5.13) gezeigt, den aufgebauten Aktivteil zeigt (Bild 5.14). Die Folgebilder von (Bild 5.15) bis (Bild 5.20) (Bild (5.16) zeigt einen nicht konklusiven Versuch (VL2), der allerdings zweimal (Bild 5.17) und (Bild 5.18) mit positiven Ergebnissen wiederholt werden konnte) zeigen, dass die Protonen der Essigsäure in die Wanderrichtung des magnetischen Feldes wandern. Dieser Ionen-Wandereffekt kann nicht beobachtet werden, wenn das magnetische Gleichfeld fehlt.

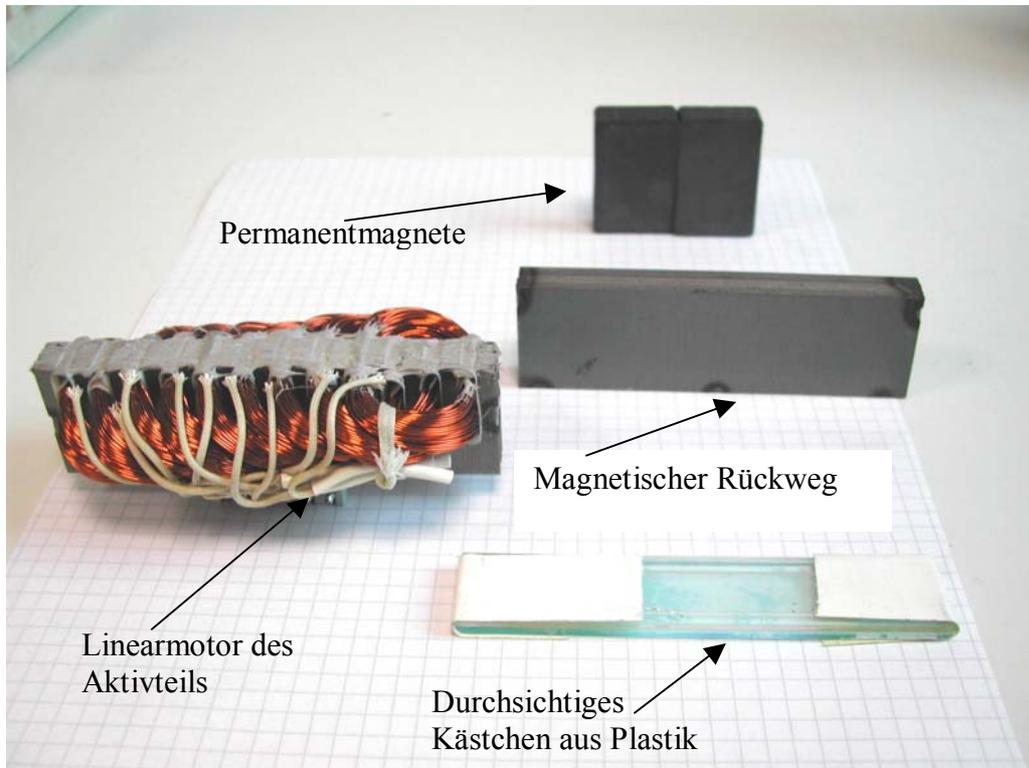


Bild 5.13: Sämtliche Komponenten der „MKO 2“ Kleinanlage: Vierpoliger Linearmotor, durchsichtiges Substratkästchen, geschichteter magnetischer Rückweg aus ungenutztem Dynamoblech und zwei Permanentmagnete.

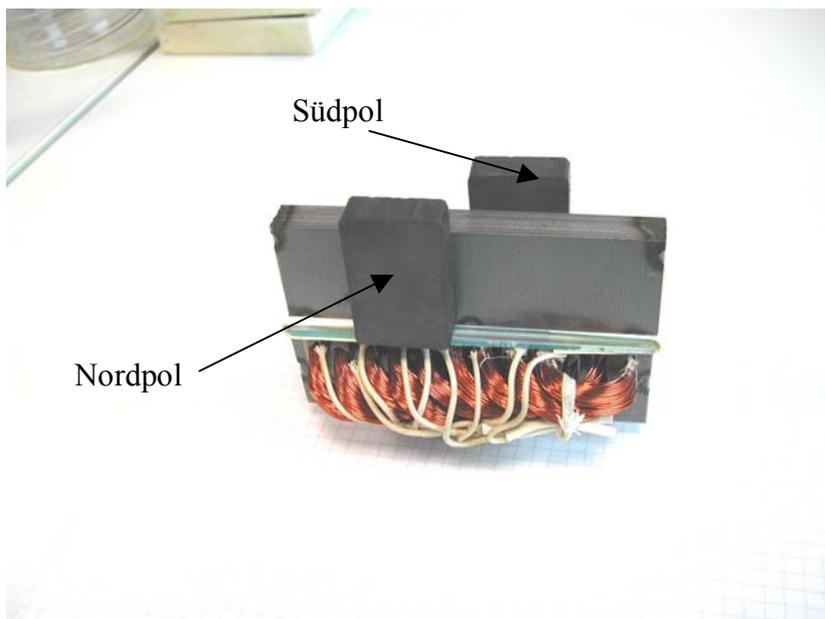


Bild 5.14: Die zusammengesetzte „MKO 2“ Anlage mit Permanentmagneten an dem Feldrückweg. Die sich entsprechenden Permanentmagnet-Pole zeigen nach außen.

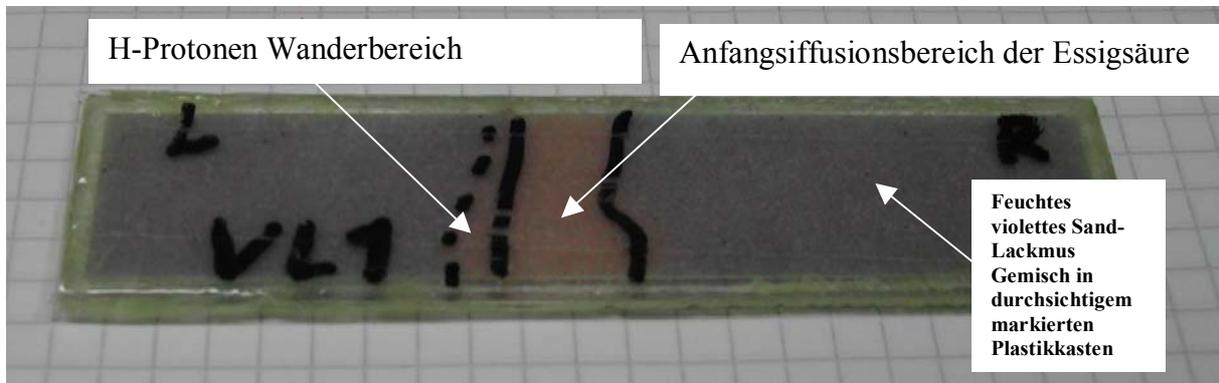


Bild 5.15: Versuch VL1. Das Feld wandert nach links. Die beiden durchgezogenen Linien grenzen den Anfangsdiffusionsbereich ein, der zunächst durch die eingebrachte Essigsäure entsteht. Die Entfärbung wandert in die Feldwanderrichtung nach links, gezeigt durch die gestrichelte Linie. Die Entfärbung entspricht der Ionenwanderung der Essigsäure-Protonen.

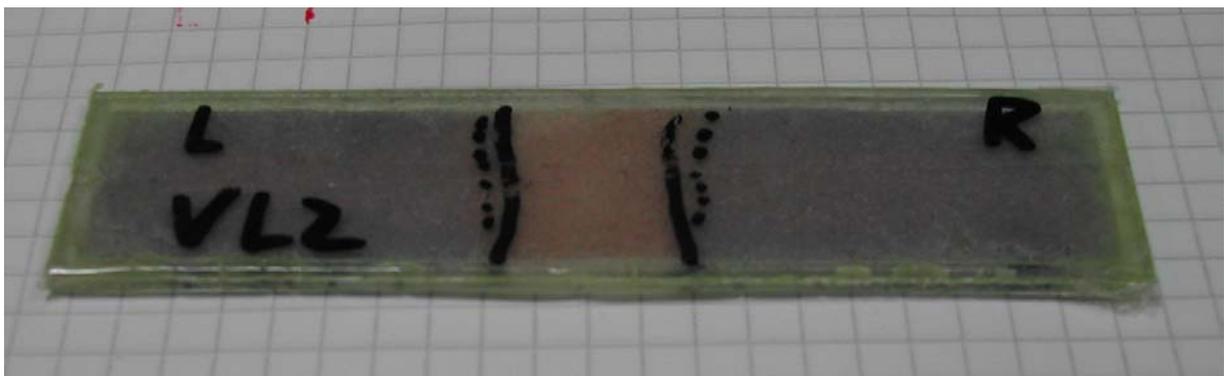


Bild 5.16: Versuch VL2. Das Feld wandert nach rechts.

**VERSUCH NICHT KONKLUSIV! Kasten hatte eine Linksneigung!**

Dieses nicht konklusive Resultat zeigt Diffusionsbewegungen von Essigsäureprotonen, also ungefähr gleichbreite Entfärbung auf beiden Seiten. Dieser Versuch wird durch die beiden Folgeversuche VL2.1 und VL2.2 ersetzt.



Bild 5.17: Versuch VL 2.1. Das Feld wandert nach rechts und somit auch die Essigsäure-Protonen. Erster **WIEDERHOLUNGSVERSUCH** zu VL2



Bild 5.18: Versuch VL2.2. Das Feld wandert nach rechts. Zweiter **WIEDERHOLUNGSVERSUCH** ZU VL2.

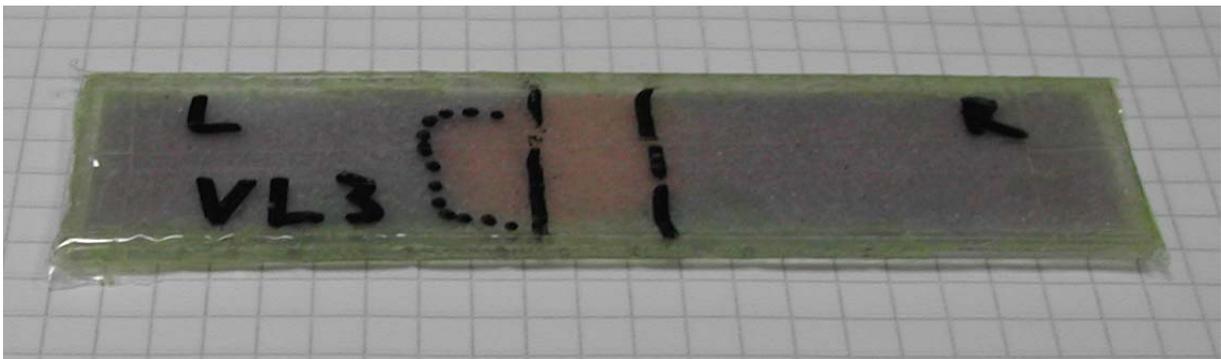


Bild 5.19: Versuch VL3. Das Feld wandert nach links, die Ionen der Essigsäure auch. Sie ändern den pH-Wert auf ihrem Weg hin zur linken Seite und deswegen ändert sich auch die Lackmus-Violett färbung in die linke Richtung.

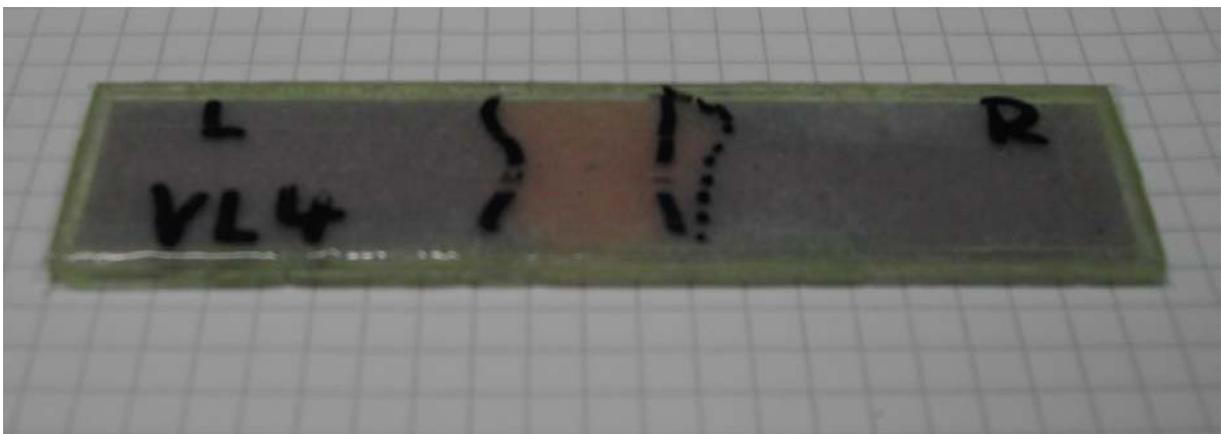


Bild 5.20: Versuch VL4. Das Feld wandert nach rechts. Die Essigsäure-Ionen machen das Gleiche. Hierdurch entsteht eine Entfärbung des Lackmusviolett.

### 5.3 Teilzusammenfassung

Nach der Theoriebildung des Kapitels 2 (Anionen und Kationen können unter dem Einfluss eines magnetischen Wanderfeldes in eine gemeinsame Richtung wandern) und den Postulaten des Kapitels 3 (longitudinale Bewegungen von Anionen und Kationen entstehen nur, wenn dem Wanderfeld ein Gleichfeld überlagert wird) erfordert der letzte Aspekt des wissenschaftlichen Dreischrittes die Durchführung voraussagbarer Experimente. Die entsprechenden Versuche, die die Richtigkeit der Theorie beweisen, werden in diesem Kapitel beschrieben. Longitudinale Ionenbewegungen können nur bei Experimenten mit überlagerten, magnetischen Gleichfeldern beobachtet werden. Die longitudinale Bewegungsrichtung stimmt mit der Wanderrichtung des magnetischen Feldes überein.

Eine völlig neue Anwendung ist bei den experimentellen Arbeiten entdeckt worden: Mikroskopische Eingriffe in kristalline Strukturen magnetischer Ionen (Drehimpulsänderungen) erzeugen makroskopische Effekte (Drehimpulsausgleich). Zur Zeit wird dieser Effekt in der medizinisch-diagnostischen Anwendung als Mikroskopzusatzgerät erprobt.

## 6 Ionen-Bewegungsanalyse

Nachdem die mathematischen Postulate des Kapitels 3 in der zweiten Versuchsserie des Kapitels 5 qualitativ nachvollzogen werden konnten, erhob sich die Frage, ob noch weitere wichtige Aspekte in den Gleichungen des Kapitels 3 verborgen sind. Im Rahmen dieser Arbeit stand leider keine Zeit mehr zur Verfügung, die komplizierten natürlichen Strukturen von porösen Materialien mathematisch nachzubilden.

In der zweiten Versuchsserie des Kapitels 5 konnte eine Protonenbewegung im Sand gezeigt werden. Diese Bewegung wurde mit der Standardbeweglichkeit von  $H^+$  - Protonen in destilliertem Wasser verglichen. Das verblüffende Resultat deutete auf einen unvermuteten und bis jetzt noch völlig unbekanntem Schwingungseffekt hin, der bei der Ionenbewegung in porösen Materialien unter dem Einfluss eines magnetischen Gleichfeldes entstand.

### 6.1 Betrachtung der Ionen-Geschwindigkeiten

120 g mehrfach gewaschener Sand wird gemischt mit 5 g NaCl aufgelöst in 20,4 g destilliertem Wasser. Mit 2,5 g Lackmuslösung (Konzentration: 4g Lackmus auf 100 ml destilliertes Wasser) wird die obige Mischung violett eingefärbt. Mit 0,2 g Essigsäure (20%ig) wird in der Mitte des die obige Mischung beinhaltenden durchsichtigen Plastikbehälters ein Indikationsstrich (lokale Violettentfärbung der Mischung in Strichform) erstellt.

Die Beweglichkeit eines Protons in einer Lösung destillierten Wassers beträgt

$$K_B = 3.625 \cdot 10^{-3} \frac{cm^2}{s \cdot V} \quad (6.1)$$

Mit dem vom Linearmotor erzeugten elektrischen Feld, das überlagerte Gleichfeld wurde hier betragsmässig vernachlässigt, folgt:

$$E = v \cdot B \quad (6.2)$$

$$E = f \cdot \lambda \cdot B \quad (6.3)$$

Die Länge zweier Pole des hier benutzten Linearmotors betrug  $4.85 \cdot 10^{-2} m$ . Der den Linearmotor ansteuernde Frequenzumformer lieferte ein magnetisches Wanderfeld von 15 Hz und erzeugte eine Feld-Amplitude von  $30 \cdot 10^{-3} T$ .

$$E = 15 \cdot \frac{1}{s} \cdot 4.85 \cdot 10^{-2} m \cdot 30 \cdot 10^{-3} T = 2.183 \cdot 10^{-2} \frac{V}{m} \quad (6.4)$$

Die Geschwindigkeit eines Protons beträgt demnach:

$$v = K_B \cdot E = 3.625 \cdot 10^{-3} \cdot 3600 \frac{cm^2}{h \cdot V} \cdot 2.183 \cdot 10^{-4} \frac{V}{cm} = 0.2849 \cdot 10^{-2} \frac{cm}{h} \quad (6.5)$$

In der oben beschriebenen Mischung wurden allerdings Protonengeschwindigkeiten von ca. 1cm pro Stunde beobachtet. Hierfür kann es nur einen verantwortlichen Aspekt geben, den Schwingungsterm in Gleichung (3.19) des Kapitels 3 :

$$\vec{r}_0 = \frac{1}{kv} \cdot \frac{\gamma}{\gamma^2 + q^2 B_c^2} \left[ -\frac{q^2}{\gamma} (\vec{B}_c \times (\vec{v} \times \vec{B}_0)) + q(\vec{v} \times \vec{B}_0) \right]$$

Der longitudinale Wanderungsterm ist hierbei :

$$\dot{R} = \frac{-1}{\gamma^2 + \left(\frac{q}{2} \vec{B}_0 (\vec{k} \cdot \vec{r}_0) - qB_c\right)^2} \left( \left[ \frac{q}{2} (\vec{k} \cdot \vec{r}_0) \cdot (\vec{v} \times \vec{B}_0) + \frac{q}{2} k \cdot v \cdot (\vec{r}_0 \times \vec{B}_0) \right] \times \left[ \frac{q}{2} (\vec{k} \cdot \vec{r}_0) \cdot \vec{B}_0 - q\vec{B}_c \right] - \right. \\ \left. - \gamma \cdot \left[ \frac{q}{2} (\vec{k} \cdot \vec{r}_0) \cdot (\vec{v} \times \vec{B}_0) + \frac{q}{2} k \cdot v \cdot (\vec{r}_0 \times \vec{B}_0) \right] \right)$$

Der schwingende Term überlagert sich dem Wanderterm. Er scheint als Verstärkungsfaktor zu wirken. Dieses Postulat muss zunächst als ein phänomenologisches betrachtet werden.

## 6.2 Teilzusammenfassung

In definiert verunreinigtem Sand kann unter dem Einfluss des Wandermagnetfeldes eine Protonengeschwindigkeit gemessen werden, die wesentlich höher ist als die zu erwartende. Ohne es quantitativ in dieser Arbeit zu begründen, muss der Ionenschwingungseffekt hierfür verantwortlich sein.

## 7 Die magnetische Scheibe

### 7.1 Einleitung

Der Autor hat als Starkstromingenieur viele Jahre in Kraftwerken gearbeitet. Er hat hier mit hohen elektrischen Feldstärken zu tun gehabt. Diese Feldstärken lagen jedoch weit unterhalb denen, die eine menschliche Zelle bei ganz normalen Stoffwechselprozessen generiert ( $E \gg 10^8 \frac{V}{m}$ ). Zur Überprüfung von möglichen Transferoptionen hat sich der Verfasser der Biologie zugewandt. Er erlaubt sich die hypothetischen Kapitel 7 und 8 anzufügen.

Das folgende Kapitel soll von der Technik zur Biologie überleiten.

### 7.2 Versuch

Hier wird das Experiment mit einer Unterlegscheibe (magnetisches Blech) beschrieben, die in einem nach oben offenen (hin zum Blechrückweg), durchsichtigen Plastikkasten liegt, der sich zwischen einem Linearmotor und einem geschichteten Blechrückweg befindet. Wird nun das Wanderfeld des Linearmotors aktiviert, richtet sich die Scheibe in chaotischen Bewegungen auf, springt ungefähr 5 mm nach oben unter den Eisenrückweg und bleibt dort drehend hängen. Siehe hierzu die Bildfolge 7.1 bis 7.4:

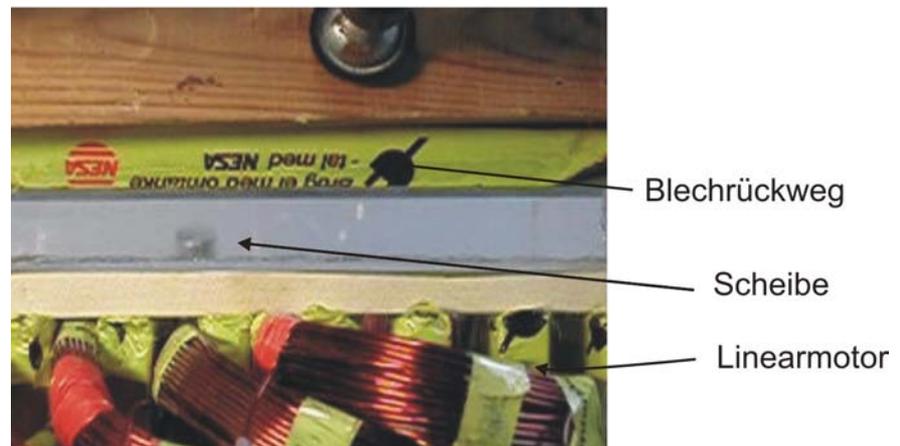


Bild 7.1

Scheibenexperiment: Im magnetischen Wanderfeld eines Linearmotors springt eine magnetische Unterlegscheibe nach oben und hängt drehend unter dem geblechten Feldrückweg.  
 Hier: Das Feld wird aktiviert und erfasst die Scheibe.



Bild 7.2

Hier: Die Scheibe bewegt sich nach oben, hin zum magnetischen Rückweg.



Bild 7.3

Hier: Die Scheibe hängt an dem oberen Feldrückweg (Beachte die Strich-Markierung auf der Scheibe.).



Bild 7.4

Hier: Die Scheibe hängt drehend an dem oberen Feldrückweg (Beachte die gewanderte Markierung auf der Scheibe.).

### 7.3 Quantitative Betrachtung

Es folgt die quantitative Betrachtung des Scheibenexperimentes:

$$d\vec{F}_E = dQ(\vec{v}_B \times \vec{B}) \quad 7.1$$

$d\vec{F}_E$  ist die Lorentzkraft in der allgemein bekannten Definition.

$$dF_E = \vec{D} \cdot d\vec{A} \cdot \vec{E} \quad 7.2$$

$dQ$  wird ersetzt durch das Produkt aus elektrischer Felddichte und konstanter Fläche.

$$\frac{dF_E}{dA} = D \cdot E \quad 7.3$$

das Produkt aus elektrischer Felddichte  $D$  und dem elektrischen Feld  $E$  wird als Druck verstanden.

$$\sigma = D \cdot E \quad 7.4$$

$$\sigma = \frac{D^2}{\epsilon_r \epsilon_0} \quad 7.5$$

$\epsilon_r$  und  $\epsilon_0$  sind die relative und die absolute Dielektrizitätskonstanten.

$$d\vec{F}_H = d\phi(\vec{v}_D \times \vec{D}) \quad 7.6$$

Analog zur elektrischen Lorentzkraft wird eine magnetische Lorentzkraft postuliert (siehe auch Gleichung (3.5)), worin  $\vec{v}_D$  dem Geschwindigkeitsvektor der elektrischen Lorentzkraft entspricht.

$$dF_H = \vec{B} \cdot d\vec{A} \cdot \vec{H} \quad 7.7$$

Der magnetische Fluss  $d\phi$  wird durch das Produkt aus magnetischer

Felddicke  $B$  und konstanter Fläche  $A$  ersetzt.  $H$  ist das magnetische Feld.

$$\frac{dF_H}{dA} = B \cdot H \quad 7.8$$

$$\sigma = B \cdot H \quad 7.9$$

$$\sigma = \frac{B^2}{\mu_r \mu_0} \quad 7.10$$

$$B^2 = \frac{\mu_r \mu_0}{\epsilon_r \epsilon_0} D^2, \text{ diese Beziehung gilt für eine Feldwelle in Materie.} \quad 7.11$$

**Exkurs:** Gilt Gleichung 7.11, dann muss Gleichung 7.12 für eine Feldwelle in Vakuum gelten:

$$\frac{B^2}{D^2} = \frac{4 \cdot \pi \cdot 10^5}{8.854187817} \frac{V^2}{A^2} \quad 7.12$$

$$\frac{B}{D} = \sqrt{\frac{4 \cdot \pi \cdot 10^5}{8.854187817}} \Omega \quad 7.13$$

$$\frac{B}{D} = 376,7303 \Omega, \text{ dies ist der Feldwellenwiderstand des leeren Raumes.} \quad 7.14$$

$$\mu_0 = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \frac{Vs}{Am} \quad 7.15$$

$$\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \frac{As}{Vm} \quad 7.16$$

$$\frac{h}{e^2} = \frac{6.626 \cdot 10^{-34}}{(1.602)^2 \cdot 10^{-38}} \Omega, \quad \frac{h}{e^2} \text{ ist die Klitzing-Konstante, die hier in ihrer} \quad 7.17$$

Leitwertform (Gl.7.19) dem Ausdruck  $\sqrt{\frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r}{\mu_0 \cdot \mu_r}}$  gleichgesetzt wird.

**Dies gilt nur im Sättigungsfall !**

$\epsilon_r = 1$ , die Scheibe befindet sich in Luft. 7.18

$$\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0 \cdot \mu_r}} = \frac{e^2}{h} \quad 7.19$$

$$\mu_r = \mu_{r0} \quad 7.20$$

$$\mu_{r0} = \frac{10^{-12} \cdot 10^{-68} \cdot 10^7 \cdot 10^{76} \cdot 8.85 \cdot (6.626)^2}{4 \cdot \pi \cdot (1.602)^4} = 4694.47 \quad 7.21$$

$$v_e = \sqrt{\frac{3k_B T}{m_{e0}}} = \sqrt{\frac{3 \cdot 1.38 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K} \cdot 300K}{9.11 \cdot 10^{-31} kg}} = 1.17 \cdot 10^5 \frac{m}{s}, \text{ für die Geschwindigkeit der} \quad 7.22$$

freien Elektronen im Kristall wird  $v_e \approx \langle v \rangle = v$  eingesetzt, obwohl  $v$  nicht temperaturabhängig ist.

$$d\vec{B} = \mu \cdot d\vec{H} = \mu \cdot \vec{v} \times \epsilon \vec{E} = \mu \epsilon \vec{v} \times (\vec{v} \times \vec{B}) = -\frac{v^2 \cdot \mu_r}{c^2} \cdot \vec{B}, \text{ Es wird postuliert, dass} \quad 7.23$$

die in das magnetische Feld einfliegenden Elektronen eine elektrische Felddichte erzeugen, die  $\epsilon \vec{E}$  entspricht. Das vorhandene magnetische Feld wird entsprechend geschwächt.

$$dB = -\frac{(1.17 \cdot 10^5 \frac{m}{s})^2}{(3 \cdot 10^8 \frac{m}{s})^2} \cdot 4694.47 \cdot 4 \cdot 10^{-3} T = -0.00286mT \quad 7.24$$

$$dF = \mu_0^{-1} \mu_r^{-1} dB^2 dA = \frac{(0.00286mT)^2 \cdot 10^{-12} m^2}{4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \cdot 4694.47 \frac{Vs}{Am}} = 0.0013 \cdot 10^{-18} N, \text{ mit dieser Kraft} \quad 7.25$$

presst ein Elektron die Scheibe an den magnetischen Rückweg.

$2 \cdot 186 \cdot 10^{18}$  Freie Elektronen befinden sich (Abschätzung) im Kristall der Scheibe

$F = 0.0013 \cdot 10^{-18} N \cdot 2 \cdot 186 \cdot 10^{18} = 0.484 N$ , die Gesamtpresskraft der ca. 2 g schweren Scheibe im konstanten Flächensegment  $dA$  entspricht also ca. 48 pond. 7.26

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_{e0}E_{kin}}}, \quad \text{mit dem Planckschen Wirkungsquantum } h, \quad \text{der} \quad \text{7.27}$$

Elektronenruhemasse  $m_{e0}$  und der kinetische Energie des Elektrons, ergibt sich die Wellenlänge der freien Kristallelektronen. Diese entspricht etwa dem Gitterabstand von Kristallionen, an denen die freien Elektronen gestreut werden.

$$\lambda = \frac{6.626 \cdot 10^{-34} Ws^2}{\sqrt{2 \cdot 9.1 \cdot 10^{-31} \cdot 6.228 \cdot 10^{-21} \left(\frac{Ws^2}{m}\right)^2}} \quad \text{7.28}$$

$$\lambda = 6.22 \cdot 10^{-9} m \quad \text{7.29}$$

Es ist also zu vermuten, dass die Ionenstruktur obiger Scheibe mit diesen Ionenabständen aufgebaut ist.

## 7.4 Teilzusammenfassung

Dieses Experiment (magnetisches Feld durch Kontaktfläche am Feldrückweg) demonstrierte, was vermutlich im nicht-Klassischen Exozytose-Fall im (Kapitel 8) geschieht, in dem ein freies Proteinelektron ähnlicher Wellenlänge durch eine biologische Membran tunneln kann und damit die Exozytose einleitet.

## 8 Membranverschmelzungsvorgänge

In diesem Kapitel soll der einzigartige Öffnungsprozess einer lebenden Zelle untersucht werden (Öffnung ohne Loch zum Zellinneren). Während dieses Prozesses entwickelt sich eine Fusionspore. Die Fusionspore stellt einen Kanal vom Vesikel in der Zelle zur externen Zellumgebung dar.

Das Vesikel ist ein Behälter, der mit Molekülen gefüllt ist, die aus der Zelle heraustransportiert werden sollen. Die Vesikelmembran und die Zellmembran (Plasmamembran) können miteinander verschmelzen. Den Verschmelzungsprozess nennt man Exozytose.

Die Theorie des Autors geht von einem nicht relativistischem Exozytoseöffnungselektron aus, im Unterschied zur Untersuchung von 1993 in der ein einzelnes Ion Ausgangspunkt der Arbeiten war<sup>5</sup>. Es soll auch hier gezeigt werden, dass die Anwendung der Quantentheorie auf biologische Systeme wie z.B. Membranen möglich ist und dass nur auf diese Art realistische Werte des betreffenden elektrostatischen Feldes berechnet werden können.

### 8.1 Exozytose

Alle lebenden Zellen sind von einer biologischen Membran umgeben, der Plasmamembran. Kleine Behälter, Vesikel genannt, bilden sich in der Zelle. Auch diese sind von Membranen umschlossen, die sich wie die Plasmamembran hauptsächlich aus Lipidmolekülen und Proteinen zusammensetzen. Der Vesikelbehälter ist mit Molekülen gefüllt, die aus der Zelle transportiert werden sollen.

Die Vesikelmembran ist straff gespannt, während die Plasmamembran unter einem geringeren Druck zu stehen scheint <sup>6</sup>.

Exozytose wird der Vorgang genannt, bei dem die Vesikel- und Plasmamembranen verschmelzen und der Inhalt des Vesikelbehälters in den extrazellulären Raum gelangt, ohne dass hierzu Öffnungen in der Plasmamembran benötigt werden.

In der ersten Phase des Exozytoseprozesses <sup>6</sup> kann beobachtet werden, dass sich die Plasmamembran punktuell auf die des Vesikels hin verformt (Bild 8.1) und die Membranen dann dicht bei einander liegen. Beide Membranen tragen eine Ionenladung (negative Überschussladung auf den jeweiligen cytoplasmatischen Seiten), wobei die der Plasmamembran wesentlich größer ist als die der deutlich kleineren Vesikelmembran (Bild 8.2) <sup>7</sup>.

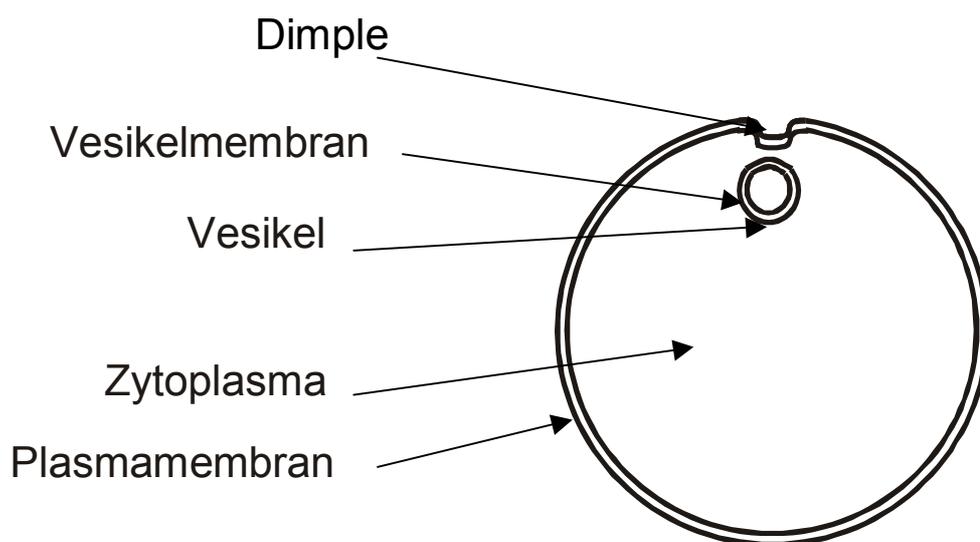


Bild 8.1: Die Plasmamembran hat sich über eine Ausbuchtung der Vesikelmembran genähert.

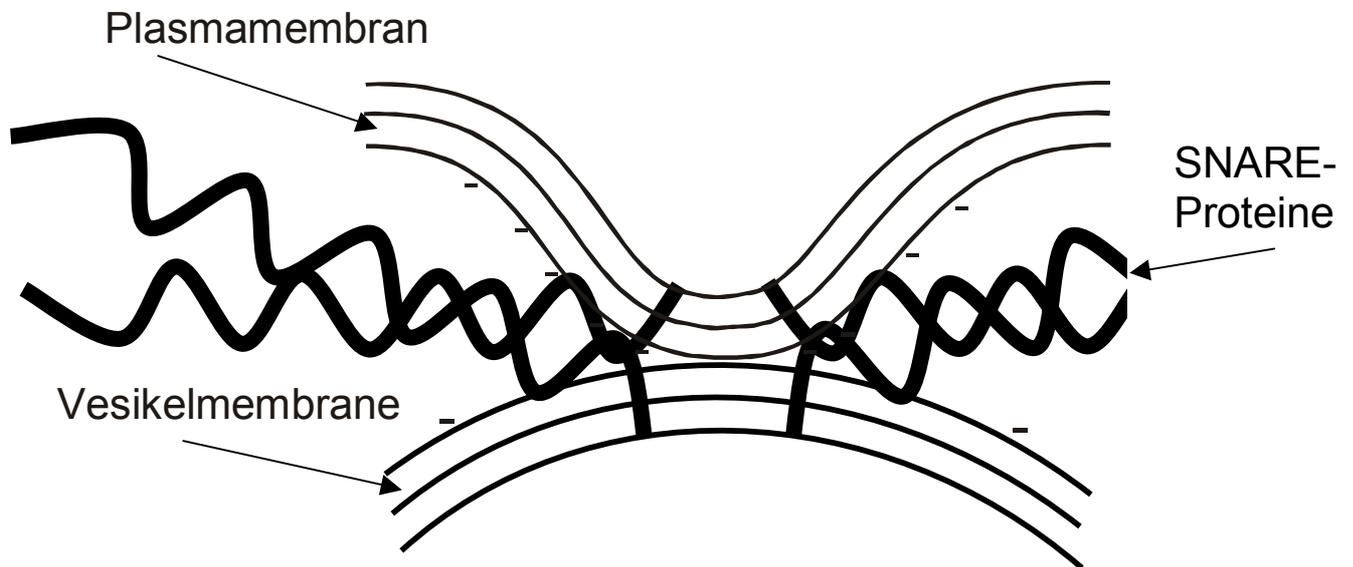


Bild 8.2: Schema für Annäherung von Plasma- und Vesikelmembran durch Zugkräfte der SNARE Proteine.

Die letzten Nanometer der Membran-Anziehung werden von den in den Membranen verankerten SNAREs (Englisch: Soluble N-ethylmaleimide – sensitive factor Attachment Protein Receptor) – und anderen Proteinen begünstigt und stabilisiert.

Daraufhin erfolgt eine sogenannte Teilverschmelzung zwischen Vesikel- und Plasmamembran (siehe Bild 8.5) und eine Öffnung entsteht in den aneinander liegenden Schichten beider Membranen. Dies ist die offene Fusionspore, also eine Öffnung, die es erlaubt, einen Teil des Vesikelinhaltes in den extrazellulären Raum durchzulassen. Die Vesikelmembran wird zum Bestandteil der Plasmamembran.

In einem umgekehrten Prozess, der Endozytose, wird ein Stückchen der Zellmembran abgeschnürt und in den intrazellulären Raum gebracht. Es entsteht wieder ein neues Vesikel.

## 8.2 Membranfusion

Aber etwas muss die Fusionsporenbildung doch auslösen! Es wurde deshalb unter Biophysikern schon diskutiert, ob die Fusionsporenbildung mit dem lokalen Ausriss eines einzelnen Moleküls ausgelöst werden könnte <sup>5</sup>.

Bei einer Feldstärke von  $10^{+8} \frac{V}{m}$  ist die Kraft, die auf eine einzelne Ladung ausgeübt wird  $1.6 \cdot 10^{-11} N$ . Die benötigte Energie, um diese Ladung 2.5 nm weit zu transportieren, beträgt  $4 \cdot 10^{-20} Ws$  so wurde es von Saulis und Venslauskas 1993 berechnet<sup>5</sup>. Es stellt sich allerdings die Frage, warum es nach deren Meinung ein Ion sein sollte, das zuerst das Grenzflächen-Areal durchquert und die Fusionsporenbildung einleitet und nicht ein Elektron.

Es gibt viele Ladungen auf der Plasmamembran und nur wenige auf der Vesikel-Membran. Die Vesikelmembran wird allerdings im Laufe des Exozytoseprozesses auf das Potential der Plasmamembran gebracht, was eine Translationsbewegung von geladenen Teilchen hin zur größten Felddichte in Gang setzt<sup>7</sup>. Die Spitze der Plasmamembran Ausbuchtung ist der Interaktionspunkt der beiden Membranen. Dieser Punkt hat, wie es auch schon durch Elektronen-Mikroskop Aufnahmen gezeigt werden konnte<sup>6</sup>, einen Durchmesser von etwa 10 nm. Die zwei Zylinder in (Bild 8.4) symbolisieren durch den mittleren Kreis die elektrische Durchschlagsfläche, wobei angenommen wird, dass ein Protein mit freien Elektronen<sup>11</sup> sich durch die Vesikelmembran an den Interaktionspunkt hat bewegen können (Bild 8.4).

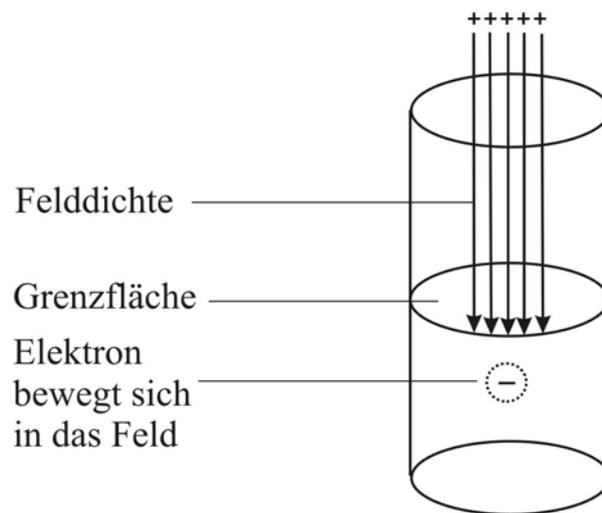


Bild 8.4: Das freie Proteinelektron wird zum Tunnelelektron.

Darstellung (Bild 8.4) ist angelehnt an die Berechnungen von Saulis und Venslauskas von 1993<sup>5</sup>. Das Kritische hierbei ist, dass die Grenzfläche, unter der sich das Elektron befindet, keine Oberfläche ist. Das elektrische Feld kann nicht symmetrisch sein<sup>3</sup>. Allerdings geht die relevante Felddichte durch die Grenzfläche und es ist ein angenommenes Elektron, das als erster Ladungsträger – von der Vesikelseite kommend - durch die Grenzfläche „tunnelt“. Mit der Ladung dieses Elektrons, der Größe der Grenzfläche und mit Kenntnis der relativen elektrischen Dielektrizitätskonstanten kann das elektrische Feld bestimmt werden.

Bei der Hemifusion (Teilverschmelzung von jeweils einer Lipidlage der beteiligten Membranen) sind zwei Teilmembranen, die Plasmamembrane (oben) und die Vesikelmembran (unten) bereits miteinander verschmolzen.

In Bild 8.5 werden - nach der Hemifusion - die beiden übriggebliebenen und gegenüberliegenden Lipidschichten von Plasmamembran (obere=PM) und eine Lipidschicht der Vesikelmembran gezeigt (untere=VM).

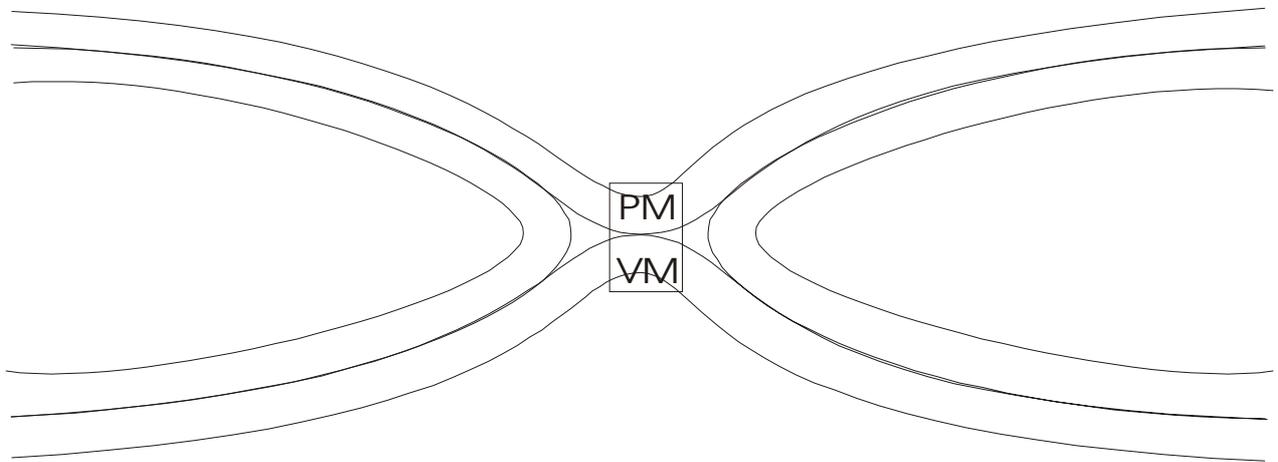


Bild 8.5: Hemifusion, Teilverschmelzung von Plasma(PM)- und Vesikel(VM)membran.

Das postulierte „Duchschlags“- Elektron hat die de Broglie-Wellenlänge<sup>3</sup> (siehe Gl. 7.24) von 6.5 nm. Seine Wellenlänge passt also zur Dicke der Lipid-Doppellage (siehe Bild 8.6)

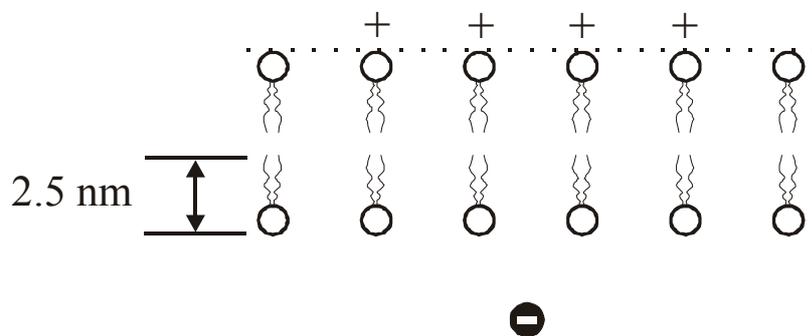


Bild 8.6: Das Tunnelelektron mit der de Broglie-Wellenlänge von  $\lambda = 6.5nm$  bei der Fusionsporenbildung.

Es ist an dieser Stelle angebracht zu betonen, dass jetzt die klassische Vorstellungswelt der Biophysik mit ihren kausalen Zusammenhängen verlassen werden muss. Außerdem kann nicht mehr davon ausgegangen werden, dass die oben genannten elektromagnetischen Zusammenhänge mit den Gleichungen der Elektrodynamik zu lösen sind<sup>12</sup>. Damit sind wir an die Grenzen der fundamentalen klassischen Gleichungen gestoßen. Einzelne geladene Teilchen gehören zum Bereich der Quantenelektrodynamik<sup>12</sup>.

Bedeutet dies nun, dass die Quantentheorie auch in Teilaspekten der Biologie angewendet werden kann? Der Begründer der „Kopenhagener Schule“ Niels Bohr war nicht dieser Meinung. Die Quantentheorie sei nur für unbelebte Materie geeignet, da die Bedingung einer Isolation quantenphysikalischer Systeme von ihrer Umgebung gegeben sein muss, doch dies sei in biologischen Systemen nicht der Fall, da sie in einem permanenten Energieaustausch mit ihrer Umgebung stünden. Allerdings benötigt die deutliche Nichtdeterminierbarkeit manches biologischen Geschehens, z.B. der Exozytose, einen konzeptionellen Rahmen, der solche nichtdeterminierbaren Prozesse aufnehmen kann.

Wie in dem Bild 8.4 dargestellt, wird die bestehende elektrische Felddichte (durch die Grenzfläche) mit dem Elektron auf der Grenzflächen-Vesikelseite verbunden. Ist die Größe der Grenzfläche bekannt und außerdem die relative Dielektrizitätskonstante, kann die relevante Gesamtfelddichte abgeschätzt werden. Die relevante Felddichte ist sehr hoch und der Grenzflächendurchmesser liegt in der Größenordnung von ca. 1 nm. Das Elektron wird schließlich durch die Grenzfläche tunneln, wie sie in dem Bild 8.4 dargestellt ist.

$$Q = \vec{D}_{-y} \cdot \vec{A}_{x,z} \quad (8.18)$$

Das Skalarprodukt der beiden Vektoren  $\vec{D}, \vec{A}$  ergibt wieder einen Skalar, hier die Ladung Q.

$$Q = N \cdot e \cdot z \quad (8.19)$$

$$Q = q = e \quad (8.20)$$

Die Gesamtladung Q enthält (N) Anzahl von Elementarladungen e, bei einer Wertigkeit (z) von 1 ergibt sich für ein einzelnes Elektron  $Q = e$ .

$$\vec{D}_{-y} = \epsilon_r \cdot \epsilon_0 \vec{E}_{-y} \quad (8.21)$$

Bei den Berechnungen von Saulis und Venslauskas (1993) ist das  $\epsilon_r$  unbekannt und wird deshalb dort gleich 1 gesetzt, was etwa dem Wert für Luft entspricht<sup>5</sup>.

$$e = \epsilon_r \cdot \epsilon_0 \cdot \vec{E}_{-y} \cdot \vec{A}_{x,z} \quad (8.22)$$

$$\frac{e}{\epsilon_r \cdot \epsilon_0} = E A \cos \gamma, \cos \gamma = -1 \quad (8.23)$$

$$E = \frac{1.6022 \cdot 10^{-19}}{8.8542 \cdot 10^{-12} \cdot 0.7854 \cdot 10^{-18}} \left[ \frac{V}{m} \right] = \quad (8.24)$$

$$= 23.04 \cdot 10^9 \left[ \frac{V}{m} \right]$$

$$E = 23.04 \cdot 10^9 \left[ \frac{V}{m} \right]$$

Dieses Resultat erscheint unrealistisch hoch.

Interessant ist jedoch der Quotient  $(e/\epsilon_0) = - 0.1809352 \cdot 10^{-7} \text{ Vm}$ , der aus zwei Naturkonstanten gebildet wird.

Es erscheint zunächst als sehr spekulative Annahme, alles dies hier anzunehmen und das Grenzflächenelektron als eine Quantengröße zu verstehen!

Sieht man allerdings das Grenzflächenelektron als eine diskrete Ladung, macht solch eine Annahme vielleicht Sinn.

Der „Universelle Quantenleitwert“ ( $e^2/h$ ) wird auch Klitzing-Leitwert genannt. Die Gleichung (8.25) vereinigt den Klitzing Leitwert mit der Geschwindigkeit des freien Elektrons in einem Membran-Protein.

$\langle v \rangle$  soll nicht temperaturabhängig sein. Sie wird hier jedoch annäherungsweise mit  $v_e$  gleichgesetzt<sup>3</sup>.

$v_e$  wird für eine Temperatur von  $37^\circ\text{C}$  berechnet.

$$v_e = \sqrt{\frac{3k_B T}{m_{eo}}} = \sqrt{\frac{3 \cdot (1.3807 \cdot 10^{-23}) \cdot 310}{9.1094 \cdot 10^{-31}}} = 1.1873 \cdot 10^5 \left[ \frac{m}{s} \right] \quad (8.25)$$

$$\frac{e^2}{h} = \frac{1}{R} = K_1 \cdot \langle v \rangle \quad (8.26)$$

$$K_1 = \frac{e^2}{h \langle v \rangle} = \frac{(1.6022 \cdot 10^{-19})^2}{6.6261 \cdot 10^{-34} \cdot 1.1873 \cdot 10^5} = 0.3263 \cdot 10^{-9} \left[ \frac{As}{Vm} \right] \quad (8.27)$$

Aus  $K_1$  ergibt sich  $\varepsilon_r$ :

$$\varepsilon_r \cdot \varepsilon_0 = 0.3263 \cdot 10^{-9} \left[ \frac{As}{Vm} \right] = K_1 \left[ \frac{As}{Vm} \right] \quad (8.28)$$

$$\varepsilon_r = \frac{0.3263 \cdot 10^{-9}}{8.8542 \cdot 10^{-12}} = 36,8526 \quad (8.29)$$

$$\varepsilon_r \langle v \rangle = \frac{e^2}{h \varepsilon_0} \quad (8.30)$$

$\varepsilon_r$  sagt etwas über die elektrischen Eigenschaften des Raumes aus, in dem sich das freie Protein Elektron aufhält. Für biologische Zellen, deren  $\varepsilon_r$  zwischen dem von Wasser ( $\varepsilon_r \approx 80$ ) und Luft ( $\varepsilon_r \approx 1$ ) liegen muss, erscheint dieser Wert sinnvoll.

$$E_{-y} = \frac{1.6022 \cdot 10^{-19} V}{36,8526 \cdot 8.8542 \cdot 10^{-12} \cdot 0.7854 \cdot 10^{-18} m} \left[ \frac{V}{m} \right] \quad (8.31)$$

$$= 0.0062433 \cdot 10^{11} \left[ \frac{V}{m} \right] = 6.2433 \cdot 10^8 \left[ \frac{V}{m} \right]$$

### Exkurs

Folgender Exkurs soll die obige quantentheoretische Betrachtung stützen:

$$\int_s \vec{H} \cdot d\vec{s} = \int_A \left( \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \cdot d\vec{A} \quad (8.32)$$

Ist der Exozytose-Vorgang, wie von dem Verfasser vermutet, ein elektrischer, so muss er sich durch die Elektrodynamik beschreiben lassen.

Es wird angenommen, dass ein freies Protein-Elektron für die Fusions-Pore (Öffnung zwischen Viskel- und Plasmamembran) verantwortlich ist. Der Vorgang geht sehr schnell vor sich und hat deshalb elektromagnetischen Charakter. Es fließt nur ein „Displacement“ Strom im Maxwellschen Sinne: Also zum Beispiel ein Wechselstrom zwischen den Platten eines Kondensators, der kein Ladungstransport ist, sondern eine Feldänderung darstellt<sup>10</sup>. Da die Zunahme der Ladung auf der den Draht abschließenden Kondensatorplatte dem zufließenden Strom

$$i = \int \vec{J} \cdot d\vec{A} \quad (8.33)$$

gleich sein muss, gilt:

$$i = \frac{dQ}{dt} \quad (8.34)$$

Für den Raum zwischen den Platten ist:

$$Q = \int \vec{D} \cdot d\vec{A} \quad (8.35)$$

$$\frac{dQ}{dt} = \int \frac{d(\vec{D} \cdot d\vec{A})}{dt} = \int \frac{d\vec{D}}{dt} \cdot d\vec{A} + \int (\vec{D} \cdot d(\frac{d\vec{A}}{dt})) \quad (8.36)$$

die Fläche  $\vec{A}$  ist konstant.

$$\int (\vec{D} \cdot d(\frac{d\vec{A}}{dt})) \rightarrow 0 \quad (8.37)$$

$$i = \int \vec{J} \cdot d\vec{A} = \int \frac{d\vec{D}}{dt} \cdot d\vec{A} \quad (8.38)$$

Postulat: Das elektrische Feld soll sich sinusförmig ändern, als Teil einer Welle, durch die das Quantenelektron beschrieben werden muss.

$$i = \int \left( \frac{d\hat{E} \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \sin \omega t}{dt} \right) \cdot dA \quad (8.39)$$

$$i = \hat{E} \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \omega \cdot \cos \omega t \cdot A \quad (8.40)$$

$$Q = n(t_1) \cdot e, \quad t_1 \neq 0 \quad (8.41)$$

$$n(t_1) \cdot e = D \cdot A \quad (8.42)$$

$$n(t_1) \cdot e = \hat{E} \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \sin \omega t \cdot A \quad (8.43)$$

$$A = \frac{n(t_1) \cdot e}{\epsilon_0} \cdot \frac{1}{\epsilon_r \cdot \hat{E} \cdot \sin \omega t} \quad (8.44)$$

$$\frac{e}{\epsilon_0} = -0.18095 \cdot 10^{-7} [Vm] \quad (8.45)$$

Gleichung 8.44 wird in 8.40 eingesetzt und es ergibt sich:

$$i = \frac{\omega \cdot n(t_1) \cdot e \cdot \cos \omega t}{\sin \omega t} \quad (8.46)$$

Das klassische System kollabiert bei  $\sin \omega t = 0$  oder bei  $\sin \omega t = \pi$ .

### 8.3 Teilzusammenfassung

Nachdem das Signal zur Exozytose erfolgt ist<sup>9</sup>, nähert sich die Plasma-Membran der Vesikel-Membrane durch eine Ausbuchtung. Danach beginnt die Verschmelzung der Membranen. Hier wird vermutet, dass die Fusionspore durch ein einzelnes freies Elektron initiiert wird, das von einem Protein angeliefert wird. Dieses Elektron sollte die Lipidschichten durchqueren können.

Quantitative Resultate werden ermittelt, wenn der Klitzing-Leitwert in eine einfachen Berechnung einbezogen wird.

Eine neue Gleichung entsteht, deren rechte Seite aus Naturkonstanten gebildet wird.

$$\varepsilon_r \langle v \rangle = \frac{e^2}{h\varepsilon_0}$$

## 9 Zusammenfassung

Die letztanstehende Bilanz dieser Arbeit fasst die Einzelergebnisse zusammen, wobei die Abfolge dem gedanklichen Verlauf der Arbeit entspricht. Die im Folgenden aufgelisteten Resultate orientieren sich in den eingangs erwähnten Zielsetzungen.

### 1. Zielsetzung

An einem vereinfachten System, in dem es nur ein bewegliches Ion ohne Reibung gibt, sollte gezeigt werden, wie es möglich ist, dieses Ion durch elektromagnetische Felder zu beeinflussen.

### 1. Ergebnis

Es macht keinen Unterschied, ob das Ion positiv oder negativ geladen ist, es wird sich in die Feldwanderrichtung bewegen.

### 2. Zielsetzung

In einem System mit vielen Ionen sollten diese von einem elektromagnetischen Wanderfeld beaufschlagt werden. Die Reibung durfte nicht vernachlässigt werden und ein zusätzlich überlagertes magnetisches Gleichfeld musste berücksichtigt werden.

### 2. Ergebnis

Es konnte eine allgemeine Lösung für die Ionenbewegung errechnet werden.

Die longitudinale Ionenbewegung in Richtung des wandernden Magnetfeldes wird von quer und longitudinalen Schwingungen überlagert. Die longitudinalen

Schwingungen verstärken die Ionenbewegungen in Feldbewegungsrichtung beträchtlich, wie experimentell ermittelt werden konnte.

### 3. Zielsetzung

Es sollte in Experimenten die mathematische Lösung der Zielsetzung 2 bestätigt werden.

### 3. Ergebnis

Versuche mit Ionen in feuchtem Sand zeigten, dass longitudinale Ionen-Bewegungen tatsächlich beobachtet werden können.

Die Ionen bewegten sich in Richtung des Wanderfeldes und hierzu musste ein magnetisches Gleichfeld dem magnetischen Wanderfeld überlagert werden.

Die longitudinalen Ionen-Schwingungen stellten einen großen Verstärkungsfaktor für die Ionen-Wandergeschwindigkeit dar.

### 4. Zielsetzung

Was könnte die Öffnung der Zelle (Fusionspore) einleiten?

### 4. Ergebnis

Die Fusionsporenbildung könnte von einer Elektronenwelle (Tunneleffekt) eingeleitet werden.

## 5. Zielsetzung

Könnte in biologischen Systemen die Quantentheorie zur Anwendung kommen ?

## 5. Ergebnis

Es wird versucht mathematisch zu belegen, dass die Anwendung der Quantentheorie bezüglich der Exozytose für die menschliche Zelle einen Sinn ergibt. Hierbei hat es den Anschein, dass neue Funktionszusammenhänge entdeckt worden sind.

Sollte sich diese These bewahrheiten, müsste es eigentlich zur Gründung eines neuen Wissenszweiges kommen, nämlich der Quantenbiologie .

## 6. Zielsetzung

Neue Anwendungen

## 6. Ergebnis

Von den vielen für die Anwendung nun möglich werdende Produktentwicklungen, werden hier besonders erwähnt:

- A) Pumpenloser Transport von Partikeln in Flüssigkeiten (Ferrofluids).
- B) Nicht invasives Halten von Chemotherapeutika in der Leber und Milz von Mäusen.
- C) Virentransfektion in tierischen Zellen.
- D) Hochselektives Erkennen von tierischen Zellen durch ein Mikroskopzusatzgerät, das schon sehr preiswert gebaut worden ist. Anwendungen auf dem internationalen Laborgerätemarkt sind geplant.

Allgemeines abschließendes Postulat:

Der nicht invasive Transport von Ladungsträgern wird in der technischen Anwendung und in der Grundlagenforschung große Bedeutung erlangen. Deswegen wurden die Rechte durch ein internationales Patent (Dynamic Marker) gesichert, das den Handel mit Lizenzen ermöglicht.

## 10 Verzeichnis der Formelzeichen und Abkürzungen

$\vec{a}_t$  Beschleunigungsvektor des Teilchens  $\left[ \frac{m}{s^2} \right]$

$A$  Fläche  $[m^2]$

$A_{x,z}$  Skalarer Wert der Fläche

$\vec{A}_{x,z}$  Flächenvektor (Flächennormale in y-Richtung)

$B$  Magnetische Flussdichte  $\left[ \frac{Vs}{m^2} \right]$

$\hat{B}$  Amplitude der magnetischen Flussdichte

$\vec{B}_c$  Magnetische Flussdichte (Gleichfeld) (z.B. in y-Richtung)

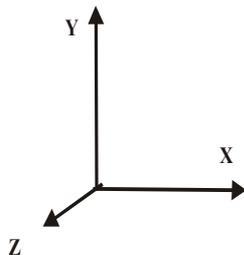
$\vec{B}_M$  Magnetische Flussdichte (Maschinensystem)

$\vec{B}_0$  Magnetische Flussdichtenamplitude

$\vec{B}_W$  Magnetische Flussdichte (Wellensystem)

$c$  Lichtgeschwindigkeit

Dichte  $\left[ \frac{kg}{m^3} \right]$



$D$	Elektrische Felddichte $\left[ \frac{As}{m^2} \right]$
$D$	Diffusionskoeffizient $\left[ \frac{m^2}{s} \right]$
$d$	Zellendurchmesser
$\vec{D}_{-y}$	$= \epsilon_r \epsilon_0 \vec{E}_{-y} \left[ \frac{As}{m^2} \right]$ Vektor (elektrische Felddichte in (-) y-Richtung)
$d\vec{r}(t)$	Ortsvektor der Teilchen
$\Theta$	Durchflutung
$\vec{E}_{-y}$	Vektor (elektrisches Feld in (-) y-Richtung)
$E_{-y}$	Skalarer Wert des elektrischen Feldes
$E$	Elektrisches Feld $\left[ \frac{V}{m} \right]$
$\vec{E}$	Elektrisches Feld (Vektor)
$\vec{E}_r$	Elektrisches Feld im Teilchensystem
$e$	Elementarladung des Elektrons = $-1.602177 \cdot 10^{-19} [As]$
$\vec{e}_x$	Einheitsvektor in x-Richtung
$\vec{e}_z$	Einheitsvektor in z-Richtung
$\epsilon$	Dielektrizitätskonstante
$\epsilon_0$	$8.854188 \cdot 10^{-12} \left[ \frac{As}{Vm} \right]$ = Absolute Dielektrizitätskonstante
$\epsilon_r$	Relative Dielektrizitätskonstante
$f$	Frequenz $[Hz]$
$\vec{F}_{Lx}$	Kraft auf die Ladung q in x-Richtung

$\vec{F}_{LZ}$	Kraft auf die Ladung q in z-Richtung
$\vec{F}_q$	Kraft auf die Ladung q
$\vec{F}_E$	Lorentzkraft (elektrische)
$\vec{F}_H$	Lorentzkraft (magnetische)
$\phi$	Magnetischer Fluß
$\omega, t, \varphi$	Winkel
$\gamma \cdot \dot{r}$	Reibungskraft
$H$	Magnetfeld
$h$	Planck Konstante = $6.626076 \cdot 10^{-34}$ [Ws <sup>2</sup> ]
$I$	Phasenstrom (Effektivwert)
$\vec{k}$	Wellenvektor
$ \vec{k} $	Wellenfaktor
$K_B$	Beweglichkeit eines H-Protons $\left[ \frac{cm^2}{sV} \right]$
$k_B$	$1.380658 \cdot 10^{-23} \left[ \frac{J}{^\circ K} \right] =$ Boltzmann Konstante
$K_1$	Faktor $\left[ \frac{As}{Vm} \right]$
$l_\delta$	Luftspaltlänge
$\lambda$	Wellenlänge
$m$	Strangzahl
$m_{e0}$	$9.1093897 \cdot 10^{-31}$ [kg] = Nichtrelativistische Elektronenmasse

$m_q$	Masse des Ions
MS	Maschinensystem mit den Koordinaten $x_M y_M z_M$
$\mu_r$	Relative Permeabilität
$\mu_0$	Absolute Permeabilität
$n(t)$	Anzahl der Elektronen (Zeitabhängig)
$N$	Anzahl der Ladungen
$n$	Wicklungszahl
$\vec{n}_k$	Einheitsvektor
$\pi$	3.141593
$p$	Polpaarzahl
$q$	Ladung [As]
$R$	Widerstand [ $\Omega$ ]
$r$	Radius [m]
$\vec{r}_0$	Ortsvektoramplitude
$\vec{r}(t)$	Ortsvektor der Teilchen
$\vec{R}(t)$	Ortsvektor der Teilchen in Feldbewegungsrichtung (z.B. x-Richtung)
$\dot{\vec{s}}_T$	Geschwindigkeit des Teilchens relativ zur ruhenden Umgebung
$\vec{s}_T$	Verbindung zwischen $U_M, U_T$ (Vektor)
$\vec{s}_W$	Verbindung zwischen $U_M, U_W$ (Vektor)
$\dot{\vec{s}}_W$	Geschwindigkeit der Welle relativ zur ruhenden Umgebung
$\vec{s}_{T(x,z)}$	Teilchenortsvektor $\vec{s}_{T(x,z)} = s_{TX} \vec{e}_X + s_{TZ} \vec{e}_Z$

$\vec{s}_{TX}$	Teilchenortsvektor in x-Richtung
$\vec{s}_W(t)$	Zeitabhängiger Ortsvektor der Welle $\vec{s}_W(t) = \vec{s}_{W0} + \vec{v}_W t$
$\vec{s}_{TZ}$	Teilchenortsvektor in z-Richtung
$\vec{s}_{WT}$	Ortsvektor definiert aus $\vec{s}_T - \vec{s}_W$
$\vec{s}_{W0}$	Ortsvektor der Welle, senkrecht auf $x_M$
$\sigma$	Druck
$t$	Zeit
TS	Teilchensystem mit den Koordinaten $x_T y_T z_T$
T	Temperatur [ $^{\circ}K$ ]
$U$	Verkettete Spannung (Effektivwert)
$U - V$	Verkettete Spannung zwischen Phase U und Phase V
$U_{DC}$	Zwischenkreisspannung
$U_M$	Ursprung im Maschinensystem
$U_T$	Ursprung im Teilchensystem
$U_W$	Ursprung im Wellensystem
$\frac{e^2}{h}$	Universelles Leitwert Quantum $\left[ \frac{1}{\Omega} \right]$
$\langle v \rangle$	Geschwindigkeit der Elektronenfeldwelle $\langle v \rangle \neq f(T)$
$\vec{v}$	Geschwindigkeitsvektor
$v$	Geschwindigkeit $\left[ \frac{m}{s} \right]$
$v_e$	$\sqrt{\frac{3k_B T}{m_{e0}}} = v_e =$ Geschwindigkeit des freien Elektrons (Gasteilchen)

$V - W$	Verkettete Spannung zwischen Phase V und Phase W
$\vec{v}_T$	Teilchengeschwindigkeitsvektor
$\vec{v}_W$	Geschwindigkeitsvektor der Welle
$\vec{v}_{WT}$	Relativgeschwindigkeit TS zu WS (Vektor)
$\vec{v}_{wX}$	Geschwindigkeitsvektor der Wanderwelle in x-Richtung
WS	Teilchensystem mit den Koordinaten $x_W, y_W, z_W$
$W - U$	Verkettete Spannung zwischen Phase W und Phase U
$X$	Reaktanz
$\vec{x}_M$	Verbindungsordinate von $U_M$ zu Teilchen
$\vec{x}_W$	Verbindungsordinate von $U_W$ zu Teilchen
$Z$	Impedanz
$z$	Wertigkeit

## 11 Literaturliste

1. Pais,A. Subtle is the Lord. New York (1982).
2. Erlen,C. & Harrer,S. Kräftephänomene in magnetischen Wanderfeldern. (2 A.D.).
3. Tipler,P.A. Physik. Spectrum Akademische Verlag, Heidelberg/Berlin (2000).
4. Danfoss. Vaerd at vide om frekvensomformere. Danfoss, Copenhagen (1998).
5. Saulis,G. & Venslauskas,M.S. Cell electroporation-Experimentalmeasurements of the kinetics of pore formation in human erythrocytes. *Bioelectrochem. Bioenerg.* **32**, 237-248 (1993).
6. Monck,J.R. & Fernandez,J.M. The exocytotic fusion pore. *J. Cell Biol.* **119**, 1395-1404 (1992).
7. Rosenheck,K. Evaluation of the Electrostatic Field Strength at the Site of Exocytosis in Adrenal Chromaffin Cells. *Biophys. J.* **75**, 1237-1243 (1998).
8. McDougall,A. & Sardet,C. Function and characteristics of repetitive calcium waves associated with meiosis. *Current Biology* 318-328 (1995).
9. Kraus,M., Wolf,B. & Wolf,B. Crosstalk between cellular morphology and calcium oscillation patterns-insight from a stochastic computer model. *Cell calcium* **19(6)**, 461-472 (1996).
10. BOSSE,G. GRUNDLAGEN DER ELEKTROTECHNIK II. Mannheim (1967).
11. Dessauer,F. Quantenbiologie-Einführung in einen neuen Wissenszweig. Springer Verlag, Berlin,Göttingen,Heidelberg (1954).
12. Penrose,R. Computerdenken. Spectrum Akademischer Verlag, Heidelberg,Berlin (2002).
13. Devoret,M.H., Esteve,D. & Urbina,C. Single-electron transfer in metallic nanostructures. *Nature* **360**, 547-553 (1992).