



# Institut für Gravitationsforschung

## Abschlussbericht zu 'Gravitodynamik'

A. Heck

In einem Artikel [14] betrachteten C. Kiefer und C. Weber 2004 die Theorie und Praxis der Wechselwirkung –mesoskopischer- Quantensysteme mit Gravitationsfeldern. Dieser Artikel wurde sehr wahrscheinlich durch die zu dieser Zeit 12 und 3 Jahre zurückliegenden Veröffentlichungen zu Labor-Experimenten von E. Podkletnov und M. Tajmar angeregt, die gravitodynamisch hervorgerufene Effekte in Superkonduktoren beobachtet haben wollen. Dementsprechend behandeln C. Kiefer und C. Weber in ihrer Arbeit auch hauptsächlich gravitodynamische Phänomene, die in Superkonduktoren auftreten könnten.

Nun lassen sich aber auch Quantensysteme außerhalb von Superkonduktoren vorstellen, in denen dann ebenfalls Wechselwirkungen mit der Gravitation beobachtbar sein müssten. Dieser Weg wurde im IGF seit 2007 mit zwei –im Gegensatz zu Versuchen mit Superkonduktoren wesentlich einfacheren- Experimenten beschritten. Diese und deren Ergebnisse sollen im Folgenden dargestellt werden.

### Grundlagen

Im Jahre 1893 legte O. Heaviside [10] den Grundstein zur Gravitodynamik, als er in Analogie zu den bekannten Maxwell-Gleichungen der Elektrodynamik ein Gleichungssystem der Gravitation entwickelte. Tatsächlich wurde dieses Gleichungssystem eindrucksvoll bestätigt. Es ist auch aus der 1915 vollendeten Allgemeinen Relativitätstheorie A. Einsteins für schwache Gravitationsfelder herleitbar, und das daraus für die rotierende Erde 1918 von J. Lense und H. Thirring vorhergesagte gravitomagnetische Feld –man könnte es auch mignetisches Feld (frz. Mignon = niedlich, klein) nennen- konnte von einem entsprechenden Experiment auf dem Satelliten Gravity-Probe-B 2006 nachgewiesen werden.

Für die schwere Masse  $m$  gilt –C. Kiefer und C. Weber [14] folgend- das Gleichungssystem:

$$\begin{aligned} \Phi &= \frac{1}{4\pi\gamma_o} \int \frac{\rho}{\bar{r}} dV & [\text{m}^2/\text{s}^2] & \quad \bar{V} = \frac{\alpha_o}{4\pi} \left( \int \frac{\vec{j}}{\bar{r}} dV + \frac{\vec{L} \times \vec{r}}{\bar{r}^3} \right) & [\text{m/s}] \\ \bar{g} &= -\text{grad}\Phi - \frac{\partial}{\partial t} \bar{V} & [\text{m/s}^2] & \quad \bar{\Omega} = \text{rot}\bar{V} & [2\pi/\text{s}] \\ \text{div}\bar{g} &= \frac{1}{\gamma_o\gamma_r} \rho & & \quad \text{div}\bar{\Omega} = 0 & \\ \text{rot}\bar{g} &= -\frac{\partial}{\partial t} \bar{\Omega} & & \quad \text{rot}\bar{\Omega} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \bar{g} + \alpha_o \vec{j} & \end{aligned}$$

Dabei ist die Permittivitätskonstante der Gravitation  $\gamma_o = 1/4\pi G = 1.193 \cdot 10^9$  [kgs<sup>2</sup>/m<sup>3</sup>] und die Permeabilitätskonstante des Gravitomagnetismus –mit  $c$  als Ausbreitungsgeschwindigkeit der Gravitation, wie 2005 experimentell [26] bestätigt- natürlich  $\alpha_o = 1/c^2\gamma_o$  [m/kg]. Die



## Institut für Gravitationsforschung

Gravitodynamik bewirkt Kräfte auf eine Probemasse  $m$  mit Geschwindigkeit  $u$ , die ihrerseits ganz ähnlich dem Kraftgesetz des Elektromagnetismus ist:

$$\vec{F} = -m(\vec{g} + 2\vec{u} \times \vec{\Omega})$$

Das gesamte Gleichungssystem hat selbstverständlich auch eine Lösung für die Ausbreitung von gravitativen Wellen im Vakuum. Diese beschreibt jedoch Photonen-artige Teilchen mit Spin 1 –im Folgenden einmal Gravito-Photonen genannt- die ganz klar nicht der korrekten Lösung von Gravitonen aus der Allgemeinen Relativität entsprechen. Letztere haben bekanntlich Spin 2. Daher kommt auch der Faktor 2 im Kraftgesetz. Hier ist offenbar die Gültigkeitsgrenze der Gravitodynamik erreicht. Der Unterschied rührt letztlich von der Tatsache her, dass die Gravitodynamik wie ihr Vorbild Elektrodynamik im Grunde für positive und negative Massen gedacht ist, während bei der Gravitation in der Natur – zumindest bislang- nur eine Ladung bekannt ist. Wie die Elektrodynamik ist die Gravitodynamik eine mathematische Gruppe des Typs U1.

Das bislang dargestellte Gleichungssystem behandelt an sich nur die schweren Massen. Da die Gleichungen der Mechanik in vielen Fällen den Gleichungen der Gravitodynamik ähneln und die Einheiten ohnedies identisch sind, kann man nun natürlich fragen, ob nicht auch ein mechano-dynamisches Gleichungssystem für träge Massen  $m^*$  folgender Art herleitbar ist:

$$\phi = \frac{1}{2}v^2 \quad [m^2/s^2] \quad \vec{v} = \vec{u} + \frac{1}{2}\vec{\omega} \times \vec{r} \quad [m/s]$$

$$\vec{a} = -grad\phi - \frac{\partial}{\partial t}\vec{v} \quad [m/s^2] \quad \vec{\omega} = rot\vec{v} \quad [2\pi/s]$$

$$div\vec{a} = \vec{\omega}^2 \quad div\vec{\omega} = 0$$

$$rot\vec{a} = -\frac{\partial}{\partial t}\vec{\omega} \quad rot\vec{\omega} = \frac{1}{c^2}\frac{\partial}{\partial t}\vec{a} + \frac{1}{c^2}\vec{\omega}^2\vec{u}$$

Dieses Gleichungssystem entspricht den Bewegungsgleichungen in rotierenden Bezugssystemen. Die Gleichung rechts Unten ist suspekt und kann nur im Rahmen der Allgemeinen Relativität als eine Art Strahlungsdämpfung einer bewegten Masse verstanden werden. Auf eine Probemasse  $m^*$  mit Geschwindigkeit  $u$  wirken also die Kräfte:

$$\vec{F} = -m^*(\vec{a} + 2\vec{u} \times \vec{\omega})$$

Auch diese Gleichungen beschreiben an sich ein dipolares Phänomen, obwohl es nur ein Vorzeichen für das Potential bzw. die Energie der Bewegung gibt. Wellenlösungen beschreiben also auch Gravito-Photonen mit Spin 1 statt Gravitonen mit Spin 2. Die Gleichungen stellen wiederum eine U1- Gruppe dar.

Bekanntlich sind schwere und träge Massen nach dem Äquivalenzprinzip identisch, so dass alle Massen beide Gleichungssysteme erfüllen müssen. Ohne weitere Verbindungen zwischen den Gleichungssystemen, etwa im Vakuum bei sogenannter minimaler Kopplung, ist die Gravitation als U1xU1-Gruppe darstellbar. Jede Wellenlösung dieser Gruppe –eine Wellenerzeugung durch Felder schwerer Massen ist ganz offenbar nicht von der Bewegung träger Massen zu trennen und umgekehrt- ergibt zwei gekoppelte Gravito-Photonen mit jeweils Spin 1 statt eines Gravitons mit Spin 2. Außerdem erlaubt die U1xU1 als Eichgruppe der Gravitation eine Quantisierung. Die U1xU1-Näherung ist in dieser Hinsicht –vielleicht- besser wie jede U1 für sich. Die U1xU1 ist wie die U1 Speziell-Relativistisch invariant, solange es



## Institut für Gravitationsforschung

sich um schwache Gravitationsfelder handelt. Ansonsten ändert sich praktisch nichts an den bekannten Gleichungen für schwere und träge Massen im Vakuum.

In einem Medium kann dies aber anders sein. hier kann es Dank der Eigenschaften des Mediums zu einer maximalen Kopplung kommen, so dass Zusatzglieder in den mechano-gravitodynamischen Gleichungen –grob nach CastelloFerreira [20][21]- auftreten:

$$\begin{aligned}\bar{g} &= -grad\Phi - \frac{\partial}{\partial t}\bar{V} - c\frac{m}{\hbar}\varphi & \bar{\Omega} &= rot\bar{V} + \frac{1}{2}\frac{m}{\hbar}\bar{v}\times\bar{u} \\ div\bar{g} &= \frac{1}{\gamma_o}\rho - c\frac{m}{\hbar}\bar{a} & div\bar{\Omega} &= \frac{1}{2}\frac{m}{\hbar}\bar{\omega}\times\bar{u} \\ rot\bar{g} &= -\frac{\partial}{\partial t}\bar{\Omega} + c\frac{m}{\hbar}(\bar{a} + 2\bar{u}\times\bar{\omega}) & rot\bar{\Omega} &= \frac{1}{c^2}\frac{\partial}{\partial t}\bar{g} - \frac{m}{\hbar}(\bar{a} + 2\bar{u}\times\bar{\omega}) + \alpha_o\bar{j}\end{aligned}$$

sowie:

$$\begin{aligned}\bar{a} &= -grad\phi - \frac{\partial}{\partial t}\bar{v} - c\frac{m}{\hbar}\Phi & \bar{\omega} &= rot\bar{v} + \frac{1}{2}\frac{m}{\hbar}\bar{V}\times\bar{u} \\ div\bar{a} &= \bar{\omega}^2 - c\frac{m}{\hbar}\bar{g} & div\bar{\omega} &= \frac{1}{2}\frac{m}{\hbar}\bar{\Omega}\times\bar{u} \\ rot\bar{a} &= -\frac{\partial}{\partial t}\bar{\omega} + c\frac{m}{\hbar}(\bar{g} + 2\bar{u}\times\bar{\Omega}) & rot\bar{\omega} &= \frac{1}{c^2}\frac{\partial}{\partial t}\bar{a} - \frac{m}{\hbar}(\bar{g} + 2\bar{u}\times\bar{\Omega}) + \frac{1}{c^2}\bar{\omega}^2\bar{u}\end{aligned}$$

Im Endeffekt stellen die Zusatzglieder nur Gravitation in einem mechanisch bewegten Bezugssystem dar. Dieses Bezugssystem ist hier, wie man an der Planck'schen Konstante erkennt, ein quantenmechanisches System, also etwa ein Atom oder ein Atomkern mit Spin. Die Gleichungen verletzen die Invarianz unter Speziell-Relativistischen sowie unter Zeit- und Richtungsumkehr-Transformationen. Daraus folgt etwa, dass ein Teilchen mit schwerer Masse keinen –ganzzahligen- Spin und ein Teilchen mit -ganzzahligem- Spin nur träge Masse haben kann. Außerdem kann es –in einem Medium immerhin denkbar- longitudinale Graviton-Photonen geben. In mancherlei Hinsicht ähneln diese Gleichungen den Maxwell-London-Gleichungen für Superkonduktoren, was wohl die Aufmerksamkeit erklärt, die Wechselwirkungen von Gravitomagnetismus und Elektromagnetismus in entsprechenden Materialien erfahren. Denn mit R als Teilchenradius erhält man:

$$\begin{aligned}\frac{m}{\hbar}(\bar{a} + 2\bar{u}\times\bar{\omega}) &= \alpha_o\bar{j} & \text{also: } \frac{m}{\hbar}2\bar{u}\times\bar{\omega} &= \alpha_o\bar{j} \\ \frac{1}{\alpha_o}\frac{m}{\hbar}\bar{\omega}^2 &= \frac{1}{\alpha_o}\frac{1}{R^2}\bar{\omega} & &= rot\bar{j} \\ \text{oder: } \frac{m}{\hbar}\bar{a} &= \alpha_o\bar{j} \\ \frac{1}{\alpha_o}\frac{m}{\hbar}\bar{a} &= \frac{1}{\alpha_o}\frac{1}{R^2}\bar{a} & &= \frac{\partial}{\partial t}\bar{j}\end{aligned}$$

Allerdings gelten die Grundgleichungen natürlich auch für jedes andere quantenmechanische System und dementsprechend sollten die –angeblich- bei Superkonduktoren auftretenden Gravitationseffekte auch anderswo auftreten -vorausgesetzt, diese sind stark genug. Sowohl M. Tajmar 2006 [15] als auch viel früher schon H.W. Wallace 1968 haben dies auch behauptet. In diesem Fall kann man die Zusatzglieder in den Grundgleichungen vereinfachend



# Institut für Gravitationsforschung

als Verstärkungs- oder Abschwächungsfaktoren darstellen, so dass sie als gravitative und gravitomagnetische relative Permittivitäts- respektive Permeabilitätskonstanten auftreten, deren Wert entscheidend, aber leider ganz unklar ist. Die Größe  $c$  wird wegen der speziellen Art der Erzeugung der Verstärkungen übrigens nicht notwendig gleichzeitig damit abgeändert. Fasst man die mechano-gravitodynamischen Grundgleichungen dann noch zusammen, so erhält man natürlich:

$$\Phi = \frac{1}{4\pi\gamma_o\gamma_r} \int \frac{\rho}{\bar{r}} dV$$

$$\vec{V} = \frac{\alpha_o\alpha_r}{4\pi} \left( \int \frac{\vec{j}}{\bar{r}} dV + \frac{\vec{L} \times \vec{r}}{\bar{r}^3} \right)$$

$$\vec{g} = -grad\Phi - \frac{\partial}{\partial t} \vec{V}$$

$$\vec{\Omega} = rot\vec{V}$$

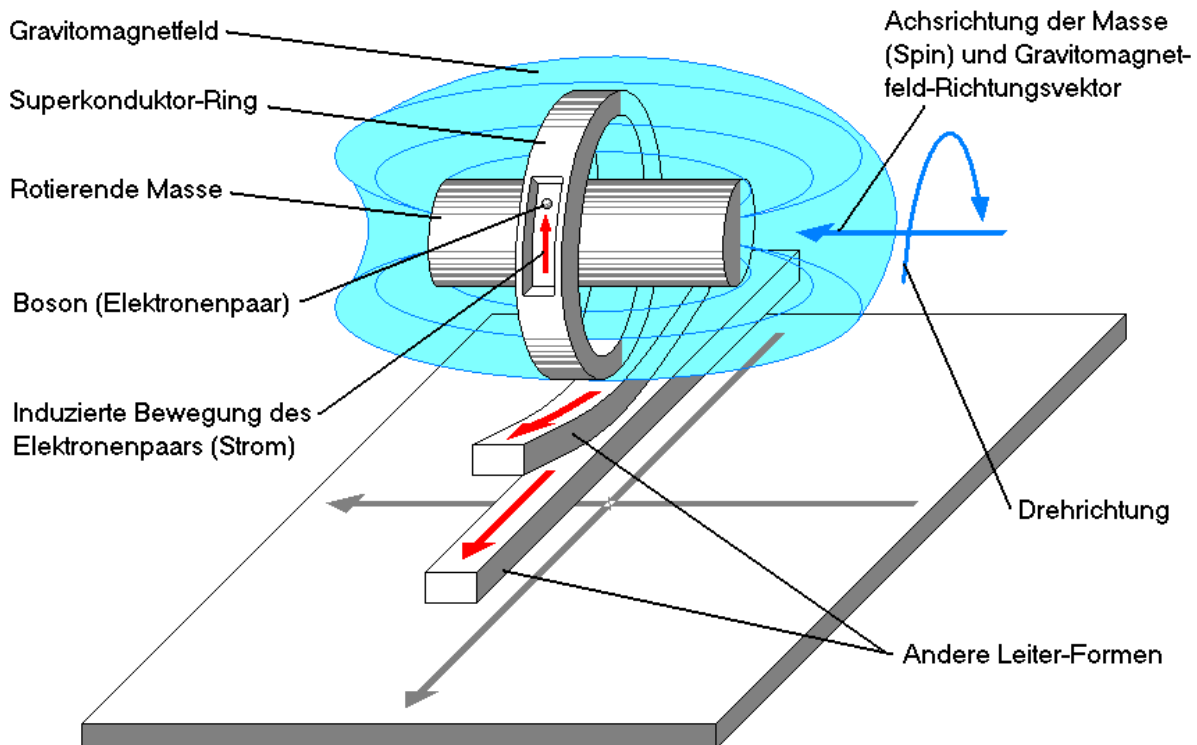
$$div\vec{g} = \frac{1}{\gamma_o\gamma_r} \rho$$

$$div\vec{\Omega} = \frac{1}{2} \frac{m}{\hbar} \vec{\omega} \times \vec{u}$$

$$rot\vec{g} = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{\Omega}$$

$$rot\vec{\Omega} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \vec{g} + \alpha_o\alpha_r \vec{j}$$

Von einem Artikel von M. Tajmar und C.J. de Matos [15] kann man auf Verstärkungseffekte bei gravitomagnetischen Feldern um Faktoren bis 1 Milliarde, also auf ein  $\alpha_r = 10^9$  schließen. Sollten derartige Verstärkungsfaktoren auch in Quantenfeldern außerhalb von Supraleitern vorliegen –ansonsten wären entsprechende Behauptungen von M. Tajmar und H.W. Wallace haltlos-, so besteht die Möglichkeit, einfache Labor-Experimente mit Gravitomagnetismus zu machen, wie sie bisher nur für Superkonduktoren angedacht und/oder durchgeführt wurden.



Skizze zur Erläuterung des Experiment-Modells von B.S. DeWitt nach C. Kiefer und C. Weber [14]



## Institut für Gravitationsforschung

C. Kiefer und C. Weber [14] führen zu diesem Punkt nun eine Studie von B.S. DeWitt aus dem Jahr 1966 an. B.S. DeWitt betrachtete einen superkonduktiven Ring oder Torus mit einem rotierenden Zylinder in seiner Mittelachse. Dieser Zylinder erzeugt beim Anlauf der Eigenrotation ein gravitomagnetisches Feld, welches Elektronenpaare im Torus in Bewegung setzt und damit per Gravitodynamik einen elektrischen Strom sowie dann natürlich ein schwaches Magnetfeld erzeugt.

In der Quantenmechanik macht sich die Wechselwirkung von Teilchen mit einem Feld durch eine Phase  $\sigma$  in den Wellenfunktionen  $\Psi$  bemerkbar.  $\Psi$  besteht aus einer Normierung wie  $1/\sqrt{V}$ , der e-Funktion mit  $\sigma = px/h$  im Argument und natürlich der Amplitude  $A$  [4]:

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{V}} A \cdot \exp(i\sigma)$$

Die zusätzliche Phase für gravitodynamische Felder  $g$  und  $\Omega$  bzw. deren Potentiale  $\Phi$  und  $V$  ist dabei:

$$\sigma_{grav} = \frac{m}{\hbar} \int (\bar{V}d\bar{x} - \Phi dt)$$

Der Phasenfaktor  $\exp(i\sigma)$  entscheidet darüber, mit welcher Wahrscheinlichkeitsamplitude:

$$\text{Wahrscheinlichkeit} = \int \Psi \Psi^* dV$$

sich die Teilchen von einem Punkt A nach Punkt B ausbreitet. Der Phasenfaktor hängt von der Bahn der Teilchen ab. Dass mit dem zusätzlichen Phasenterm die Verstärkung oder Abschwächung einer Wahrscheinlichkeitswelle verbunden ist, ist klar. Man kann nun zeigen, dass dieser Phasenfaktor auch sowohl die mikroskopische Verschiebung in der Wahrscheinlichkeitswelle von Teilchen als auch deren makroskopische Ablenkung beschreibt. Man nimmt dazu an, dass Teilchen der Masse  $m$  und Geschwindigkeit  $v$  durch einen Streifen der Dicke  $D$  und Länge  $L$  laufen, der von einem möglichst homogenen Feld  $g$  oder  $\Omega$  durchsetzt ist. Die Ablenkung  $l$  wird entweder durch den Gravitomagnetismus-Fluß bestimmt, der [5]:

$$\Gamma = \oint \bar{\Omega} d\bar{A} \approx \Omega DL$$

ist, oder das Gravitationsfeld, dessen dem Fluß vergleichbare Größe hier natürlich:

$$\Gamma = \int \bar{g} d\bar{L} dt \approx gLt$$

beträgt. Klassisch betrachtet wirkt für einen Zeitraum  $t = v/D$  eine Kraft  $F = m2vx\Omega$  bzw.  $ma$ . Sie führt dazu, dass ein senkrecht zu  $\Omega$  oder  $a$  einfallendes Teilchen eine Ablenkung um einen Winkel  $\beta$  erfährt, zB. im Falle eines Gravitomagnetfeldes:

$$\beta \approx \tan \beta = \frac{l}{L} = \frac{m\Gamma}{pL} = \frac{Dm\Omega}{p}$$

Bei einem Streuexperiment, etwa an einem Spaltgitter, erhält man dadurch eine Änderung von Interferenzmustern auf einem dahinter liegenden Schirm. Zusätzlich wird das Muster als Ganzes entsprechend verschoben [5]. Sehr vereinfacht lässt sich sagen, dass ein Strom von Teilchen der Anzahl  $Z$  durch den Einfluß eines Gravitomagnetfeldes entweder um eine Zahl  $\Delta Z$  –wie beim Laser- verstärkt oder –wie bei Dielektrika- abgeschwächt wird, sei es direkt in Strahlrichtung oder –einmal rein geometrisch betrachtet- in irgendeinem Winkel quer dazu, da eine Ablenkung der ursprünglichen Richtung gewissermaßen  $\Delta Z$  Teilchen gibt oder nimmt.

B.S. DeWitt schätzte die Größe des induzierten elektrischen Stroms und dessen Magnetfeld für sein Modell ab und kam dabei auf Werte, die weder damals noch heute messbar sind.



# Institut für Gravitationsforschung

Seine Studie und sein Modell finden aber noch immer Beachtung.

In Anlehnung an dieses von C. Kiefer und C. Weber [14] angeführte alte Modell DeWitts –das einen Superkonduktor verwendet- lassen sich nun zwei einfachere Experimente –weil ohne Einsatz von Superkonduktoren- im Bereich der mesoskopischen Quantenmechanik entwickeln, die am IGF durchgeführt wurden.

## Gravitomagnetismus-Experiment I

Die einfachste Übertragung des DeWitt'schen Modells in ein Experiment ist die Nutzung einer schwach rotierenden Masse  $M$ , die ein Gravitomagnetfeld durch Ausrichtung der mikroskopischen Teilchen in ihrem Inneren erzeugt. Die Wirkung eines einzelnen Teilchens ist klein, aber dafür wird ein Körper von einer großen Zahl  $N$  davon gebildet. Entsprechend groß kann ein kollektiver Effekt werden, insbesondere, wenn schon eine Art Vorausrichtung im Sinne eines Ferro-Gravitomagnetismus existieren sollte. Dies erinnert an die grobe Magnetisierung eines ferro-magnetischen Weicheisenstückes durch Bearbeitung, wie dies in jeder Metallwerkstatt beobachtet werden kann. Die vom Gravitomagnetfeld auszurichtenden Teilchen müssen dabei natürlich ein gravitomagnetisches Moment –also einen Spin  $s$ - und dazu eine möglichst große Masse  $m$  haben. Dafür kommen nur die Atomkerne des Rotationskörpers in Frage. Die Ausrichtung dieser Teilchen kann –im Gegensatz zu denen in einem Ferroelektrikum- dann durch Einstrahlen einer elektromagnetischen Welle in eine aufgesetzte Probe aus gleichem oder ähnlichen Material, die die Kerne zum ändern ihrer Lage relativ zum gravitomagnetischen Feld bewegt, und dem folgenden Empfang der Strahlung der Kerne durch Rückkehr in den Ursprungszustand relativ zum Feld kontrolliert werden. Dabei ist die eingestrahlte und rückempfangene Welle bzw. Photonenströmung das von der Gravitodynamik beeinflusste Quantensystem.

Im Prinzip handelt es sich um eine gewöhnliche NMR-Messung, bei der das sonst eingesetzte Magnetfeld aber durch ein Gravitomagnetfeld ersetzt –wegen der Kleinheit des Effektes eher mit ihm verstärkt- wird. Letzten Endes ist dann die Differenz der NMR-Frequenzen  $f$  im Magnetfeld mit und ohne Gravitomagnetfeld entscheidend.

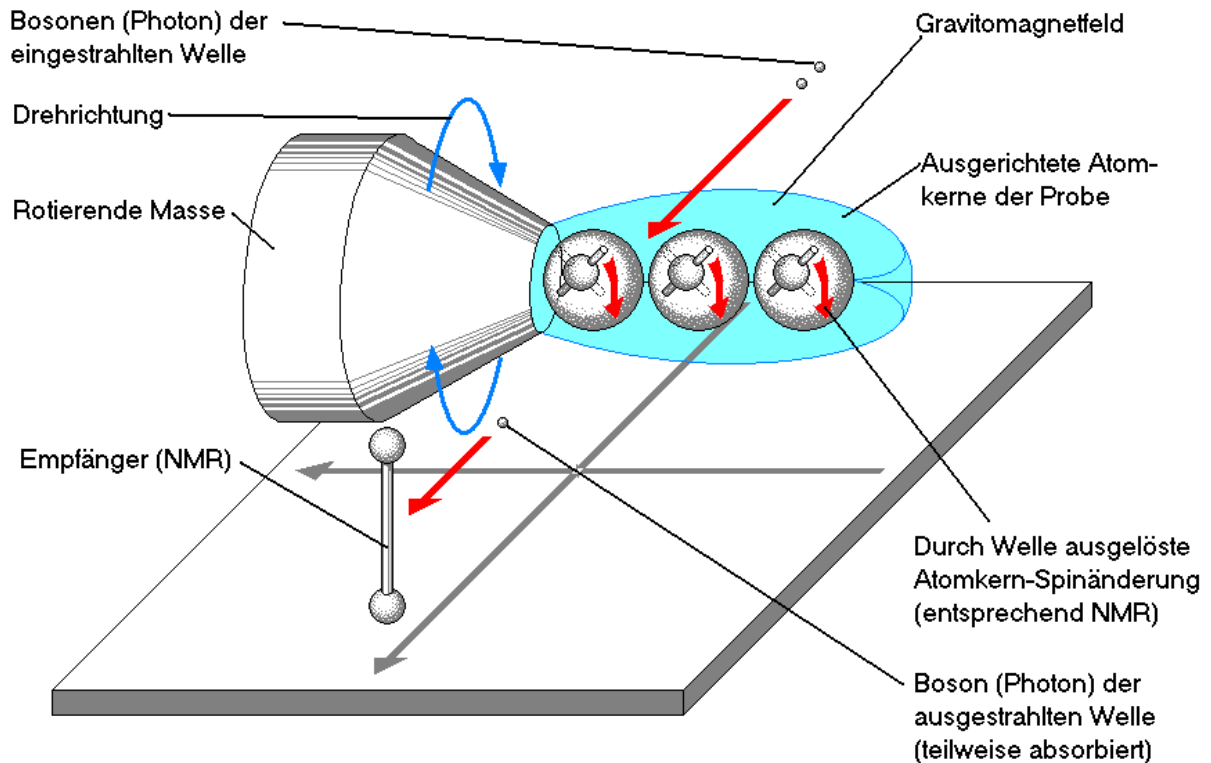
Die zum Einsatz kommenden Apparaturen sind von dem Wunsch nach einem einfachen Labor-Experiment im Bereich Gravitodynamik bestimmt. Es handelt sich dabei um:

1	U-Kern für NMR-Magnetfeld	LD 56211
2	Spulen, 480 Wdg., für NMR-Magnetfeld	LD 562131
1	Netzgerät, 16 V, 10 A, für NMR-Magnetfeld	LD 521545
1	NMR-Messsonde in Joch	LD 514606
1	NMR-Messonden-Betriebsgerät	LD 514602
1	HM 303 Oszilloskop, Analog, 2 Kanäle	LD 575211
2	BNC-Kabel	
9	Messkabel und Verlängerungen	
1	Netzteil, 35 V, 45 A	Delta Elektronik
1	E-Motor (195 rpm), 24 V, 6 A	EPH Elektronik
1	Series 9950 Gauss-/Teslameter mit Sonden	F.W.Bell

Die eingesetzten Rotationskörper bestehen aus Atomen, deren Kerne ganz oder zum größten Teil Spin  $s = \frac{1}{2}$  haben, also Teflon PTFE –aus 2xFluor  $s = \frac{1}{2}$ , 1xKohlenstoff  $s = 0$ - sowie Salz



# Institut für Gravitationsforschung



Skizze zum Aufbau von Experiment I zur Ausrichtung von Atomkern-Spins per gravitomagnetischem Feld. Sie verdeutlicht die Ähnlichkeit zur ursprünglichen Studie von B.S. DeWitt.

NaCl –aus 1xNatrium  $s = \frac{1}{2}$ , 1xChlor  $s = \frac{1}{2}$ - und sind eine Kombination aus einem 0.2 m durchmessenden Zylinder von 0.05 m Höhe und einem Kegel mit gleichem Durchmesser und 0.015 m Höhe. Die weiter interessierenden Daten sind zu messen oder errechnen und sind:

PTFE	$M_{PTFE} = 7.055\text{kg} \pm 0.01\text{kg}$	mit Probe PTFE
	$V_{PTFE} = 0.00314\text{m}^3$	
	$m_F = 18.9984 \cdot 1.66055 \cdot 10^{-27}\text{kg}$	$r_F = \sqrt[3]{18.9984} \cdot 1.2 \cdot 10^{-15}\text{m}$
	$m_C = 12.0110 \cdot 1.66055 \cdot 10^{-27}\text{kg}$	$r_C = \sqrt[3]{12.0110} \cdot 1.2 \cdot 10^{-15}\text{m}$
	$m_{F-C-F} = 2m_F + m_C$	$r = r_F = 3.202 \cdot 10^{-15}\text{m}$
	$N = 2M_{PTFE} / m_{F-C-F} = 1.6992 \cdot 10^{26}$	
NaCl	$M_{NaCl} = 8.630\text{kg} \pm 0.01\text{kg}$	mit Probe NaF
	$V_{NaCl} \approx 0.00314\text{m}^3$	
	$m_{Na} = 22.9898 \cdot 1.66055 \cdot 10^{-27}\text{kg}$	$r_F = \sqrt[3]{18.9984} \cdot 1.2 \cdot 10^{-15}\text{m}$
	$m_{Cl} = 35.4527 \cdot 1.66055 \cdot 10^{-27}\text{kg}$	$r_{Na} = \sqrt[3]{22.9898} \cdot 1.2 \cdot 10^{-15}\text{m}$
	$m_{Na-Cl} = m_{Na} + m_{Cl}$	$r = 0.5(r_{Na} + r_F) = 3.307 \cdot 10^{-15}\text{m}$
	$N = 2M_{NaCl} / m_{Na-Cl} = 1.7785 \cdot 10^{26}$	



## Institut für Gravitationsforschung

Um das von diesen Körpern jeweils erzeugte Gravitomagnetfeld  $\Omega$  unter der Annahme, sie seien total ferrogravitomagnetisch (ausnahmslos alle Atomkerne sollen zur Gravitomagnetisierung beitragen), zu berechnen, kann man eine Formel ganz analog zu der einer stromdurchflossenen Spule mit Kern verwenden. Man erhält also:

$$\Omega = \alpha_o \alpha_r \frac{N}{l} I = \alpha_o \alpha_r \frac{N}{l} \frac{s\hbar}{\pi r^2}$$

Die messbare Resonanzfrequenz der Atomkerne beträgt dann:

$$f = \alpha_r \frac{\Omega}{2\pi}$$

Für den PTFE-Rotationskörper mit PTFE-Probe erhält man:

$$\Omega_{PTFE} = \alpha_r \cdot 1.2964 \cdot 10^{-5} (2\pi / s)$$

$$f_{PTFE} = \alpha_r \cdot 2.063 \cdot 10^{-6} (1/s) \quad (\text{mit } \alpha_r = 10^9 \text{ also}) = 2063 \text{ Hz}$$

Für den NaCl-Rotationskörper mit NaF-Probe ergibt sich:

$$\Omega_{NaCl} = \alpha_r \cdot 1.2722 \cdot 10^{-5} (2\pi / s)$$

$$f_{NaCl} = \alpha_r \cdot 2.025 \cdot 10^{-6} (1/s) \quad (\text{mit } \alpha_r = 10^9 \text{ also}) = 2025 \text{ Hz}$$



Bilder der Rotationskörper für Experiment 1: Links Salz NaCl, rechts Teflon PTFE

Durch den von den vorhandenen Geräten diktierten Aufbau ist liegt das Gravitomagnetfeld allerdings senkrecht zum für die NMR-Messonde immer noch nötigen Magnetfeldes. Das Magnetfeld am Ort der NMR-Messung beträgt mit den Werten:

$$N = 2 \times 480 \text{Wdg.} \quad l_{\text{Gußeisen}} = 0.47 \text{m} \quad \mu_{\text{Gußeisen}} = 50 - 500 \approx 250$$

$$I = 3.6 \text{A} \quad l_{\text{Luft}} = 0.0075 \text{m} \quad \mu_{\text{Luft}} = 1$$

$$\mu_r = \mu_{\text{Gußeisen}} \frac{1}{1 + \frac{\mu_{\text{Gußeisen}}}{\mu_{\text{Luft}}} \frac{l_{\text{Luft}}}{l_{\text{Gußeisen}}}} = 55.687$$

$$B = \mu_o \mu_r \frac{N}{l} I = 0.463 \text{T}$$

Verwendet man das magnetische Moment von zB. Fluor  $5.051 \cdot 10^{-27} \text{ J/T}$  sowie dessen gyro-



## Institut für Gravitationsforschung

magnetischen Faktor 5.2567, so erhält man eine normale NMR-Frequenz von:

$$f = 18.89718867 \text{ MHz}$$

Tatsächlich werden am Instrument etwa 18.23 MHz gemessen. Man sieht dabei den riesigen Unterschied zwischen Effekten des Gravitomagnetismus und Magnetismus. Nun ist ein Frequenz-Unterschied von hier  $\Delta f = f \pm f_{PTFE}$  gerade noch messbar. Ist der Anteil von  $f_{PTFE}$  aber nicht maximal, so ist keine Messung mehr möglich. Dies gilt natürlich ebenso für den Fall von NaCl/NaF, wie man sofort sieht. Letztlich hängt aber alles hauptsächlich von der Größe der relativen Permeabilitätskonstanten  $\alpha_r$  der Rotationskörper ab.

### Gravitomagnetismus-Experiment II

Eine andere Möglichkeit, das DeWitt'sche Modell in ein unkompliziertes Labor-Experiment zu übertragen, besteht in der Messung der veränderten Interferenzmuster von Wellenzügen nach einem Gitter, wenn bei jenem ein Gravitomagnetcfeld wirkt. Dieses wird durch Ausrichtung von möglichst vielen -im Falle des hier üblicherweise angenommenen ferrogravitomagnetischen Materials von allen- Atomkernen  $N$  eines Mediums per Magnetfeld erzeugt. Damit das eingesetzte Magnetfeld die Gravitomagnetismus-Messung nicht stört, müssen die am Gitter gestreuten und interferierenden Teilchen ohne Ladung, aber von hoher Masse sein. Dies kann am einfachsten durch die Verwendung eines Röntgenstrahles, dessen Photonen natürlich neutral und Dank der hohen Frequenzen  $hf = mc^2$  eine große träge Masse  $m$  haben, erreicht werden. Außerdem sind Röntgenstrahlen leicht mit Photoplatten nachzuweisen. Die Röntgen-Photonen stellen dann natürlich hier das quantenmechanische System, das von der Gravitodynamik beeinflusst wird. Das erwähnte Gitter zur Streuung muss allerdings ein Kristallgitter sein, um die hochfrequente Strahlung überhaupt beugen zu können. Letzten Endes werden eigentlich nur sogenannte Laue-Aufnahmen von Kristallgitter mit und ohne Einfluß von Gravitomagnetismus gemacht.

Die zum Einsatz kommenden Apparaturen sind wiederum von dem Wunsch nach einem einfachen Labor-Experiment im Bereich Gravitodynamik bestimmt. Es handelt sich um:

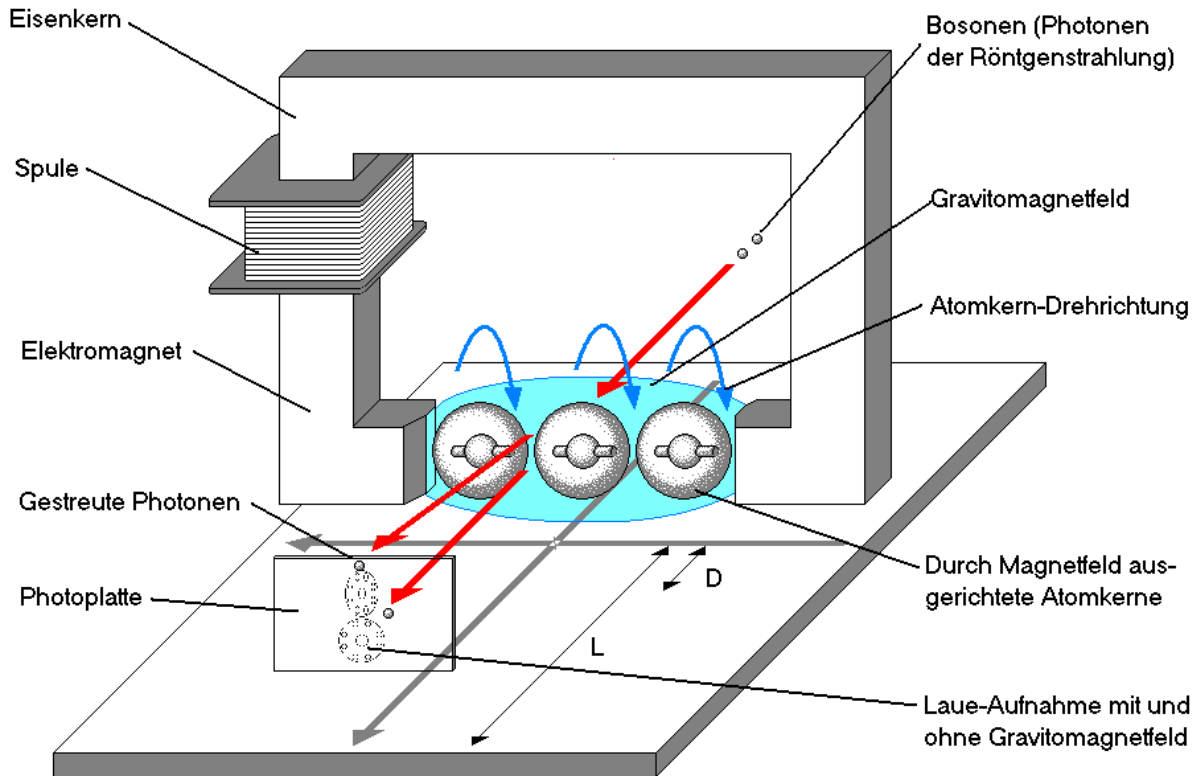
1	U-Kern für Magnetfeld	LD 56211
6	U-Kern-Joche für Magnetfeld	LD 56210
4	Spulen, 480 Wdg., für NMR-Magnetfeld	LD 562131
1	Netzgerät, 16 V, 10 A, für NMR-Magnetfeld	LD 521545
1	Paar Polschuhe, Spitz geformt wg. Strahlengang	
1	Röntgengerät, Wolframkathode, 42 kV~	LD (Älter)
1	Photoplattenhalter mit Positionier-Schiene	LD 554838
1	NaCl-Einkristall, 25x25x4 mm <sup>3</sup> , zugeschnitten	LD 55478
1	LiF-Einkristall, 25x25x4 mm <sup>3</sup> , zugeschnitten	LD 55477
1	Lochblendenkombination Fe/Mg, 1.5 mm Loch	
1	Set Photoplatten mit Entwickler/Fixierer	AGFA-Structurix
6	Messkabel	
1	Series 9950 Gauss-/Teslameter mit Sonden	F.W.Bell

Wegen der gerätebedingten Ungenauigkeiten lässt sich nicht die makroskopische Verschiebung gesamter Interferenzmuster, sondern nur die Änderung von Interferenzen für Messungen



# Institut für Gravitationsforschung

mit und ohne Gravitomagnetfeld feststellen.



Skizze zum Aufbau von Experiment II zur Änderung von Kristall-Interferenz-Bildern durch das Gravitomagnetfeld ausgerichteter Kristall-Atomkerne.

Der Röntgen-Apparat hat eine Wolfram-Kathode mit den charakteristischen Wellenlängen bzw. Frequenzen:

$$K\alpha: \quad \lambda\alpha = 71.1 \text{ pm} \quad f\alpha = 4.216 \cdot 10^{18} \text{ Hz}$$

$$K\beta: \quad \lambda\beta = 63.1 \text{ pm} \quad f\beta = 4.751 \cdot 10^{18} \text{ Hz}$$

Hiervon ist vor allem die Frequenz  $f$  der intensiveren  $K\alpha$ -Linie von Bedeutung.

Das Atomkerne des Eisens Fe der Transformatorkerne haben Spin  $s = \frac{1}{2}$  und eine günstige, weil recht hohe Masse. Die Daten des gesamten Eisenkerns sind:

$$M_{Fe} = 17.2598 \text{ kg} \pm 0.85 \text{ kg}$$

$$V_{Fe} = 1.37 \times 0.04 \times 0.04 \text{ m}^3 = 0.002192 \text{ m}^3$$

$$m_{Fe} = 55.845 \cdot 1.66055 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \quad r_{Fe} = \sqrt[3]{55.845 \cdot 1.2 \cdot 10^{-15}} \text{ m}$$

$$N = M_{Fe} / m_{Fe} = 1.86123 \cdot 10^{26}$$

Der Kern hat einen Spalt von 0.01 m Länge. Die an dieser Stelle eingesetzten Kristalle zur Röntgenstreuung sind kleiner, damit beim Zusammenziehen der Polschuhe durch das angelegte Magnetfeld keine Kristallstruktur-Änderung durch Druckkräfte erzeugt wird. Der Spalt wird daher nur vom Messingblock der eingesetzten Lochblende ausgefüllt –glaubt man den Angaben von H.W. Wallace, so ist dies sogar durchaus vorteilhaft. Wie auch immer:



## Institut für Gravitationsforschung

Messing besteht aus Kupfer Cu mit etwa zur Hälfte Kernspin  $s = \frac{1}{2}$  sowie aus Zink Zn, wieder bis etwa zur Hälfte mit Kernspin  $s = \frac{1}{2}$ . Die Dichten von Eisen und Messing entsprechen einander in etwa, also kann man grob abschätzen, dass sich die relativen gravitomagnetischen Permeabilitäten von Eisen und Messing wie 1:  $\frac{1}{2}$  verhalten.

Die zur Röntgenstreuung verwendeten Kristalle bestehen aus normalem Salz NaCl und dem Salz LiF. Die Atomkerne aller auftretenden Elemente Na, Cl, Li und F haben Spin  $s = \frac{1}{2}$ . Die hier interessierenden Daten zu den Röntgenstreu-Kristallen sind weiterhin:

NaCl	$V_{NaCl} \approx 0.025 \times 0.008 \times 0.002 m^3$	
	$m_{Na} = 22.9898 \cdot 1.66055 \cdot 10^{-27} kg$	$r_{Na} = \sqrt[3]{22.9898} \cdot 1.2 \cdot 10^{-15} m$
	$m_{Cl} = 35.4527 \cdot 1.66055 \cdot 10^{-27} kg$	$r_{Cl} = \sqrt[3]{35.4527} \cdot 1.2 \cdot 10^{-15} m$
	$\epsilon_{NaCl} = 5.9$	$r = 0.5(r_{Na} + r_{Cl}) = 3.677 \cdot 10^{-15} m$
LiF	$V_{LiF} \approx 0.025 \times 0.008 \times 0.002 m^3$	
	$m_{Li} = 6.94100 \cdot 1.66055 \cdot 10^{-27} kg$	$r_{Li} = \sqrt[3]{6.94100} \cdot 1.2 \cdot 10^{-15} m$
	$m_{F} = 18.9984 \cdot 1.66055 \cdot 10^{-27} kg$	$r_{F} = \sqrt[3]{18.9984} \cdot 1.2 \cdot 10^{-15} m$
	$\epsilon_{LiF} = 9.0$	$r = 0.5(r_{Li} + r_{F}) = 2.746 \cdot 10^{-15} m$

Nun lassen sich die vom Magneten am Ort der Kristalle erzeugten Gravitomagnetfelder  $\Omega$  ähnlich wie bei Magneten berechnen nach:

$$N = N_{Fe} \quad l_{Gu\beta eisen} = 1.37m \quad \alpha_{Gu\beta eisen} = 10^9$$

$$I = \frac{\hbar}{\pi r^2} \quad l_{Mes \sin g} = 0.01m \quad \alpha_{Mes \sin g} = 5 \cdot 10^8$$

$$\alpha_r = \alpha_{Gu\beta eisen} \frac{1}{1 + \frac{\alpha_{Gu\beta eisen} l_{Mes \sin g}}{\alpha_{Mes \sin g} l_{Gu\beta eisen}}} \approx \alpha_{Gu\beta eisen}$$

$$\Omega = \alpha_o \alpha_r \frac{N}{l} I = \alpha_o \alpha_r \frac{N}{l} \frac{s\hbar}{\pi r^2}$$

Damit ergibt sich dann eine Phasenverschiebung bei den Interferenzmustern von [5]:

$$\beta = \frac{m\Gamma}{pL} = \frac{hf\epsilon_r}{c^2} \frac{\Omega}{h} LD = \frac{LD\Omega f\epsilon_r}{c^2}$$

Der relative elektrische Permittivität korrigiert die Vakuumlichtgeschwindigkeit auf die richtige Lichtgeschwindigkeit in den Kristallen. Sie beträgt für NaCl 5.9 und für LiF 9. L ist der Abstand von der Lochblende zur Photoplatte, also 0.04 m, D ist die Dicke des Kristall, also 0.002 m. Die Phase  $\beta$  muss nun mindestens den Wert  $\frac{1}{2}$  erreichen, um eine Auslöschung respektive Verstärkung im Interferenzbild auf einer Photoplatte zu erreichen. Für die beiden eingesetzten Kristalle ergibt sich:

$$\text{NaCl} \quad \beta = 3.5 \cdot 10^{-8} \cdot \alpha_r \quad (\text{mit } \alpha_r = 1.45 \cdot 10^8 \text{ also}) = \frac{1}{2}$$

$$\text{LiF} \quad \beta = 9.5 \cdot 10^{-8} \cdot \alpha_r \quad (\text{mit } \alpha_r = 0.53 \cdot 10^8 \text{ also}) = \frac{1}{2}$$

Die zur Erreichung von Effekten, die in den Interferenzen einer Laue-Aufnahme sichtbar sind,



## Institut für Gravitationsforschung

notwendigen hohen relativen gravitomagnetischen Permeabilitäten sind immerhin um einen Faktor 10 besser wie im Gravitomagnetismus-Experiment I.



Bild der Polschuhe und der dazwischenliegenden Messing-Lochblende vor dem Röntgenapparat. Davor sind Photoplattenständer und dessen Positionierschiene gerade noch erkennbar.

Das für diese Versuche anzulegende Magnetfeld  $B$  errechnet sich dann noch zu:

$$N = 4 \times 480 \text{Wdg.} \quad l_{\text{Gußeisen}} = 1.37 \text{m} \quad \mu_{\text{Gußeisen}} = 50 - 500 \approx 250$$

$$I = 2.5 \text{A} \quad l_{\text{Luft}} = 0.01 \text{m} \quad \mu_{\text{Luft}} = 1$$

$$\mu_r = \mu_{\text{Gußeisen}} \frac{1}{1 + \frac{\mu_{\text{Gußeisen}} l_{\text{Luft}}}{\mu_{\text{Luft}} l_{\text{Gußeisen}}}} = 88.5$$

$$B = \mu_o \mu_r \frac{N}{l} I = 0.3896 \text{T}$$

Tatsächlich werden am Spalt im Magneten 0.39 T gemessen.

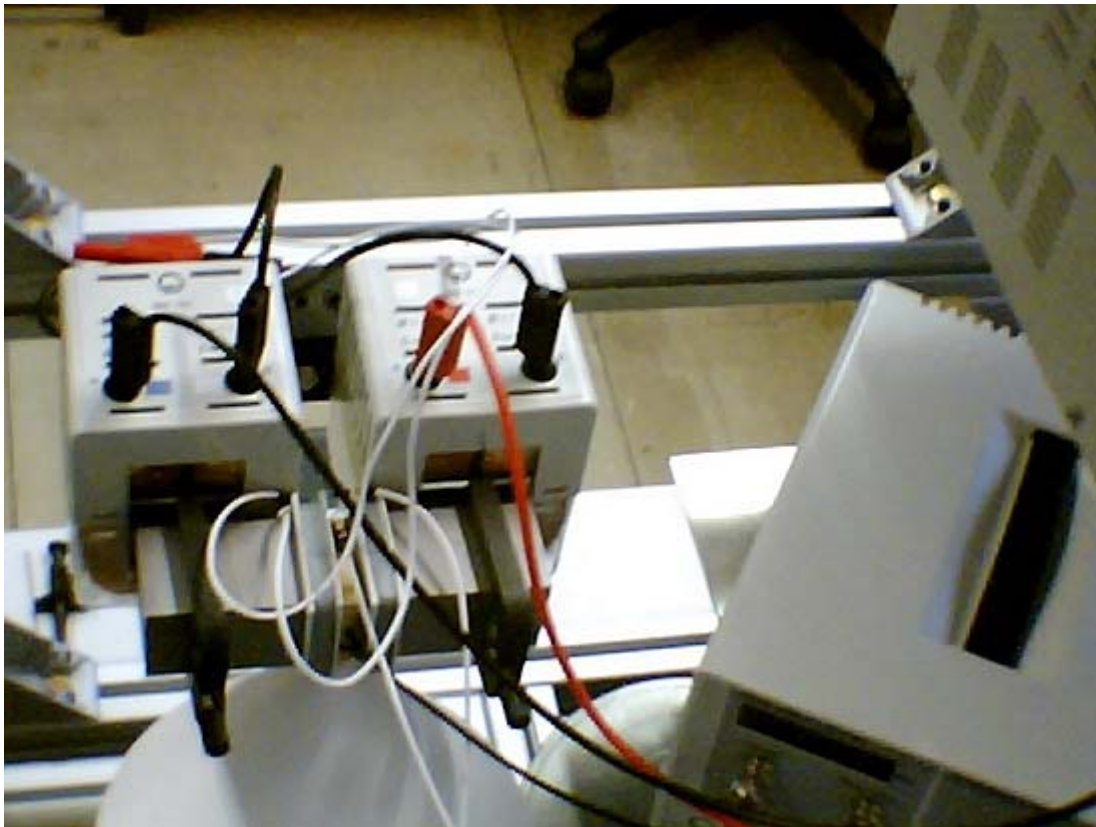
Man kann nun eine Veränderung der Interferenzen der Laue-Aufnahme, günstigstenfalls eine totale Auslöschung bestimmter Maxima erwarten, wenn Gravitomagnetismus bei der Streuung der Röntgenstrahlen an NaCl oder LiF eine größere Rolle spielt. Da das Magnetfeld zur Gleichrichtung der Atomkernspins im Eisen des Elektromagneten bzw. den Streukristallen ebenso wie das damit hervorgerufene Gravitomagnetfeld im Versuchsaufbau horizontal gerichtet ist, sollten sich die erwähnten Veränderungen in den Laue-Aufnahmen vornehmlich in deren Vertikalen zeigen.



# Institut für Gravitationsforschung

## Auswertung von Experiment I

Die Versuche zur gravitomagnetischen Atomkern-Spin-Resonanz wurden für die beschriebenen Aufbauten mit PTFE- und NaF-Probe jeweils mit Magnetfeld, aber ohne Rotation der Probeträgermasse, und mit Magnetfeld sowie Rotation durchgeführt. Versuche ohne Magnetfeld, nur mit Rotation der Probeträger- oder Gravitomagnetisierungsmasse erbrachten erwartungsgemäß jeweils keine messbaren Resultate.



Joch mit Wobbelpulen und Kernspin-Resonanz-Mess-Sensor in der Mitte am Elektro-magneten für die normale NMR-Messung, rechts daneben das Sensor-Betriebsgerät. Unten rechts ist der PTFE-Rotationskörper erkennbar, dessen Probe in den Mess-Sensor reicht.

Denkbare Fehlerquellen am Experimentaufbau sind die wechselnde Schwerebeschleunigung der Erde, Erschütterungen des Aufbaus, die Verwendung rotierender und damit Dopplereffekt- und Magnetfelderzeugender Metallteile, Fehler in der Kenntnis der Masse und damit Atomzahl in den Gravitomagnetisierungsmassen sowie natürlich die Konstanz von an den Proben anliegenden Drehzahlen und Magnetfeldern.

Schwankungen  $\Delta g$  im Gravitationsfeld  $g$  der Erde werden hauptsächlich durch die Gezeiten verursacht, die gemäß der Formel für den Wert am Äquator

$$\Delta g = \frac{2M_{\text{Mond}}}{4\pi\gamma_o} \frac{R_{\text{Erde}}}{r_{\text{Mond-Erde}}^3} + \frac{2M_{\text{Sonne}}}{4\pi\gamma_o} \frac{R_{\text{Erde}}}{r_{\text{Sonne-Erde}}^3}$$



## Institut für Gravitationsforschung

eine Abweichung von max.  $\pm 1.601e-6 \text{ m/s}^2$  vom Ortswert für  $g = 9.81019 \text{ m/s}^2$  ergeben. Dieser Wert ist vernachlässigbar, zumal die Messzeiten ohnedies zu kurz für merkliche gezeitenbedingte Schwerefeldänderungen sind.

Erschütterungen des gesamten Aufbaus durch Stöße aus der Umgebung wurden durch einen stoßgedämpften Experimentiertisch gedämpft. Auch diese Fehlerquelle ist daher vernachlässigbar.

Die Teilchenzahlen respektive Massen der Probeträgerkörper sind per Wägung relativ genau zu bestimmen. Der Fehler entspricht der Genauigkeit der verwendeten Waage und ist:

$$\Delta N \propto \Delta m = 10 \text{ g}$$

also 0.01 kg für beide Rotationsmassen.



Gesamter Messaufbau für Experiment I: Rechts Oben das Netzgerät für das NMR-Magnetfeld, darunter das NMR-Betriebsgerät, daneben der Elektromagnet mit Kernresonanz-Sensor. Unterhalb ist wieder die PTFE-Rotationsmasse sowie Rechts das benutzte Oszilloskop zu sehen.

Die Rotation des Drehtellers, auf dem Gravitomagnetisierungs-Massen mit Proben befestigt sind, beträgt am Umfang weniger als  $v = 1 \text{ m/s}$ . Dementsprechend beträgt die –relativistische– Dopplerverschiebung höchstens:

$$f_{\text{Doppler}} = f \sqrt{\frac{1-v/c}{1+v/c}} \Rightarrow \Delta f_{\text{Doppler}} \approx f \frac{v}{c}$$

also weniger als  $\pm 3 \cdot 10^{-9} \cdot f$ . Der Barnett- bzw. Tolman-Effekt [11][12][13], bei dem Elektronen durch Trägheitskräfte, im Falle einer rotierenden Scheibe bzw. eines Drehtellers also der Zentrifugal-kraft, zum Umfang der Scheibe befördert werden, bis das sich zwischen Umfang und Zentrum bildende Feld dies unterbindet, erzeugt natürlich ein Magnetfeld. Dieses berechnet sich zu:

$$\Delta B_{\text{Tolman}} = \frac{1}{2} \frac{m}{e} \omega$$



## Institut für Gravitationsforschung

und erreicht bei einer Umfangsgeschwindigkeit von 1 m/s gerade  $57 \cdot 10^{-12}$  T. Das irdische Magnetfeld beträgt aber schon rund  $31 \cdot 10^{-6}$  T. Also ist auch dieser Effekt vernachlässigbar. Keinesfalls zu vernachlässigen sind natürlich die Schwankungen im NMR-Magnetfeld und der Rotation des Drehtellers, auch wenn letzteres nur den Anstoß zur Gravitomagnetisierung in Probeträger und Probe geben soll.

Ebenfalls wichtig sind Temperatur- und Druckschwankungen in der Umgebung. Die Messungen fanden jeweils bei Temperaturen um  $19^\circ\text{C}$  und Drücken um 980 mbar statt.

Die Kernspin-Resonanz-Absorptionskurve einer Probe durchlief, wie dies von der gängigen NMR hinlänglich bekannt ist, mehrere Nebenminima, so dass durch das Fehlen eines passenden PC-integrierbaren Oszilloskops mit Software (etwa dem System Cassy von LD) längere Beobachtungen nötig waren, um das jeweilige Hauptminimum sicher genug zu bestimmen. Die Ablesegenauigkeit des NMR-Signal-Empfängers betrug, zusammen mit der des zum Erkennen der Minima nötigen Oszilloskops, etwa:

$$\Delta F = 1\text{kHz}$$

Bei Messungen im Bereich von 18000 kHz ist dies durchaus akzeptabel.

Die Berechnung der Messfehler für  $\omega$ , B und am Ende auch f erfolgt nach:

$$\bar{X} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n X \quad \text{Mittelwert}$$

$$S(X) = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2} \quad \text{Standardabweichung des Mittelwertes}$$

$$\Delta \bar{X} = \frac{v}{\sqrt{n}} S(X) \quad \text{Vertrauensbereich des Mittelwertes}$$

Der Vertrauensbereich der angegebenen Werte entspricht dem bei physikalischen Messungen üblichen  $1\sigma$ -Bereich, d.h. der angegebene Wert liegt mit 68.3 % Wahrscheinlichkeit innerhalb der angegebenen Grenzen.

Die Fehler von m, T, p und der Ablesegenauigkeit der NMR F werden als einfache Brüche angegeben. Der letztlich interessierende Absolutfehler vom Messwert f ergibt sich dann aus:

$$\Delta f_{abs} = \sqrt{\frac{\Delta \bar{f}^2}{\bar{f}^2} + \frac{\Delta F^2}{F^2} + \frac{\Delta T^2}{T^2} + \frac{\Delta p^2}{p^2} + \frac{\Delta m^2}{m^2} + \frac{\Delta \bar{B}^2}{\bar{B}^2} + \frac{\Delta \bar{\omega}^2}{\bar{\omega}^2}}$$

Die Messungen an PTFE-Probe auf PTFE-Gravitomagnetisierungsmasse ergaben:

PTFE-PTFE im Magnetfeld, ohne Rotation:

$$\bar{B} \pm \Delta \bar{B} = 3.588 \pm 0.00180T \quad \frac{\Delta \bar{B}}{\bar{B}} = 0.0012 \quad \frac{\Delta m}{m} = \frac{0.01\text{kg}}{7.055\text{kg}} = 0.0014$$

$$\bar{\omega} \pm \Delta \bar{\omega} = 0 \cdot 2\pi / s \quad \frac{\Delta \bar{\omega}}{\bar{\omega}} = 0 \quad \frac{\Delta F}{F} = \frac{1\text{kHz}}{18400\text{kHz}} = 0.000054$$

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{3\text{mbar}}{977.9\text{mbar}} = 0.0031$$

$$\bar{f} \pm \Delta \bar{f} = 18.4118 \pm 0.002623\text{MHz} \quad \frac{\Delta \bar{f}}{\bar{f}} = 0.0001425 \quad \frac{\Delta T}{T} = \frac{1\text{K}}{291.56\text{K}} = 0.00343$$

$$f_{abs} \pm \Delta f_{abs} = 18.4118(1 \pm 0.00498)\text{MHz}$$



## Institut für Gravitationsforschung

PTFE-PTFE im Magnetfeld, mit Rotation:

$$\begin{aligned} \bar{B} \pm \Delta\bar{B} &= 3.584 \pm 0.002805T & \frac{\Delta\bar{B}}{\bar{B}} &= 0.0008 & \frac{\Delta m}{m} &= \frac{0.01kg}{7.055kg} = 0.0014 \\ \bar{\omega} \pm \Delta\bar{\omega} &= 1.38 \pm 0.0191 \cdot 2\pi / s & \frac{\Delta\bar{\omega}}{\bar{\omega}} &= 0.0138 & \frac{\Delta F}{F} &= \frac{1kHz}{18400kHz} = 0.000054 \\ & & & & \frac{\Delta p}{p} &= \frac{3mbar}{977.9mbar} = 0.0031 \\ \bar{f} \pm \Delta\bar{f} &= 18.4146 \pm 0.00180MHz & \frac{\Delta\bar{f}}{\bar{f}} &= 0.0000977 & \frac{\Delta T}{T} &= \frac{1K}{291.56K} = 0.00343 \\ f &= 18.4146(1 \pm 0.01464)MHz & & & & \end{aligned}$$

Die Messungen an NaF-Probe auf NaCl-Gravitomagnetisierungsmasse ergaben:

NaF-NaCl im Magnetfeld, ohne Rotation:

$$\begin{aligned} \bar{B} \pm \Delta\bar{B} &= 3.586 \pm 0.00279T & \frac{\Delta\bar{B}}{\bar{B}} &= 0.0008 & \frac{\Delta m}{m} &= \frac{0.01kg}{8.630kg} = 0.0012 \\ \bar{\omega} \pm \Delta\bar{\omega} &= 0 \cdot 2\pi / s & \frac{\Delta\bar{\omega}}{\bar{\omega}} &= 0 & \frac{\Delta F}{F} &= \frac{1kHz}{18400kHz} = 0.000054 \\ & & & & \frac{\Delta p}{p} &= \frac{3mbar}{977.9mbar} = 0.0031 \\ \bar{f} \pm \Delta\bar{f} &= 18.3164 \pm 0.01353MHz & \frac{\Delta\bar{f}}{\bar{f}} &= 0.0007387 & \frac{\Delta T}{T} &= \frac{1K}{291.56K} = 0.00343 \\ f_{abs} \pm \Delta f_{abs} &= 18.3164(1 \pm 0.00490)MHz & & & & \end{aligned}$$

NaF-NaCl im Magnetfeld, mit Rotation:

$$\begin{aligned} \bar{B} \pm \Delta\bar{B} &= 3.556 \pm 0.01378T & \frac{\Delta\bar{B}}{\bar{B}} &= 0.0039 & \frac{\Delta m}{m} &= \frac{0.01kg}{8.630kg} = 0.0012 \\ \bar{\omega} \pm \Delta\bar{\omega} &= 1.424 \pm 0.00663 \cdot 2\pi / s & \frac{\Delta\bar{\omega}}{\bar{\omega}} &= 0.0047 & \frac{\Delta F}{F} &= \frac{1kHz}{18400kHz} = 0.000054 \\ & & & & \frac{\Delta p}{p} &= \frac{3mbar}{977.9mbar} = 0.0031 \\ \bar{f} \pm \Delta\bar{f} &= 18.3979 \pm 0.003288MHz & \frac{\Delta\bar{f}}{\bar{f}} &= 0.0001787 & \frac{\Delta T}{T} &= \frac{1K}{291.56K} = 0.00343 \\ f_{abs} \pm \Delta f_{abs} &= 18.3979(1 \pm 0.007756)MHz & & & & \end{aligned}$$

Bei der PTFE-PTFE-Messungen liegen die Abweichungen der Kernspin-Resonanz-Frequenzen zwischen den Messungen ohne und mit Rotation innerhalb der Fehlergrenzen.

Bei dem NaF-NaCl-Versuch scheint es eine Abweichung der Kernspin-Resonanz-Frequenzen zwischen den Messungen ohne und mit Rotation zu geben, die nicht innerhalb der



## Institut für Gravitationsforschung

Fehlergrenzen liegt. Allerdings weicht das Magnetfeld zwischen den Messungen ohne und mit Rotation um rund 1% ab, so dass die Frequenzwerte am Ende wenn auch nicht innerhalb der Fehlergrenzen, so doch innerhalb der Messtoleranz liegen.

Dies bedeutet, dass das Experiment I an PTFE und NaF keine messbaren Gravitomagnetismus-Effekte aufgezeigt hat. Die Effekte sind für ein einfaches Labor-Experiment offenbar viel zu klein.

### Auswertung von Experiment II

Die Versuche zur Änderung von Laue-Beugungs-Aufnahmen werden mit dem beschriebenen Aufbau an NaCl und LiF-Kristallen durchgeführt, und zwar wiederum jeweils einmal mit Magnet- und damit Gravitomagnetfeld und einmal ohne. Um elektro- und also gravitodynamisch bedingte Änderungen in den Beugungsmustern der Kristalle zu erkennen, gibt es zusätzlich einen Blindversuch mit zwei Aufnahmen eines NaCl-Kristalls ohne angelegte Felder.



Aufbau von Experiment II: Vorn sind die Bedienelemente des Röntgenapparates –die Röhre ist im grauen Kasten rechts- zu erkennen, darüber der Elektromagnet. Kristalle und Photoplatten sind hinter dem Schutzschirm.



## Institut für Gravitationsforschung

Denkbare Fehlerquellen am Experimentaufbau sind die wechselnde Schwerebeschleunigung der Erde, Erschütterungen des Aufbaus, die Intensität des Röntgenstrahls, Fehler in der Kenntnis der Masse und damit Atomzahl in den Gravitomagnetisierungsmassen sowie natürlich die Konstanz von an den Proben anliegenden Magnetfeldern.

Schwankungen  $\Delta g$  im Gravitationsfeld  $g$  der Erde werden hauptsächlich durch die Gezeiten verursacht, die gemäß der Formel für den Wert am Äquator

$$\Delta g = \frac{2M_{Mond}}{4\pi\gamma_o} \frac{R_{Erde}}{r_{Mond-Erde}^3} + \frac{2M_{Sonne}}{4\pi\gamma_o} \frac{R_{Erde}}{r_{Sonne-Erde}^3}$$

eine Abweichung von max.  $\pm 1.601e-6$  m/s<sup>2</sup> vom Ortswert für  $g = 9.81019$  m/s<sup>2</sup> ergeben. Dieser Wert ist vernachlässigbar, zumal die Messzeiten selbst von 3 h auch zu kurz für merkliche gezeitenbedingte Schwerefeldänderungen sind.

Erschütterungen des gesamten Aufbaus durch Stöße aus der Umgebung wurden durch einen stoßgedämpften Experimentiertisch gedämpft. Auch diese Fehlerquelle ist daher vernachlässigbar.

Die Intensität des Röntgenstrahles ist bei Geräten des verwendeten einfachen Typs während der Messungen über einige Stunden stärkeren Schwankungen ausgesetzt. Allerdings kann die Beschleunigungsspannung der Röntgenröhre mindestens stündlich auf den Sollwert nachjustiert werden. Diese Fehlerquelle ist zu beachten, aber zunächst zu vernachlässigen.

Das Magnetfeld im Magnetkern und in den Beugungs-Kristallen variiert ebenfalls im Verlauf einer Messung von einigen Stunden. Diese Variationen betragen:

$$\Delta B = 0.04T$$

bei einem Feld der Stärke 0.4 T.

Um auswertbar zu sein, müssen die Laue-Aufnahmen mittels Projektion um einen festen Faktor vergrößert werden. Daher resultiert ein Fehler von:

$$\Delta s = 0.014 \cdot s$$

Weiterhin sind beim Vergleichen zweier Laue-Aufnahmen Zentrierungsfehlern möglich und ergeben einen Fehler:

$$\Delta z = 0.125 \cdot z$$

Diese Ablesefehler sind mit den vorhandenen Mitteln kaum zu verkleinern, aber auch hinnehmbar.

Die Berechnung der Messfehler für  $x$  und am Ende auch vom Absolut- $x$  erfolgt nach:

$$\bar{X} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n X \quad \text{Mittelwert}$$

$$S(X) = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2} \quad \text{Standardabweichung des Mittelwertes}$$

$$\Delta \bar{X} = \frac{v}{\sqrt{n}} S(X) \quad \text{Vertrauensbereich des Mittelwertes}$$

Der Vertrauensbereich der angegebenen Werte entspricht dem bei physikalischen Messungen üblichen  $1\sigma$ -Bereich, d.h. der angegebene Wert liegt mit 68.3 % Wahrscheinlichkeit innerhalb der angegebenen Grenzen.

Die Fehler von  $m$ ,  $T$ ,  $p$ ,  $s$ ,  $z$  und  $B$  werden als einfache Brüche angegeben. Der letztlich interessierende Absolutfehler vom Messwert  $x$  ergibt sich dann aus:



## Institut für Gravitationsforschung

$$\Delta x_{abs} = \sqrt{\frac{\Delta \bar{x}^2}{x^2} + \frac{\Delta s^2}{s^2} + \frac{\Delta z^2}{z^2} + 3^2 \frac{\Delta T^2}{T^2} + 3^2 \frac{\Delta p^2}{p^2} + \frac{\Delta m^2}{m^2} + \frac{\Delta B^2}{B^2}}$$

Die Laue-Aufnahmen der kubisch gebauten Kristalle lassen sich als ein Haupt-Beugungsmaximum im Zentrum einer Aufnahme und auf dem Umriss eines Kleeblattes liegende Nebenmaxima 1., 2. und manchmal auch 3. Ordnung beschreiben, Die Anzahl der Nebenmaxima hängt von den Ionen der Kristalle ab. Für 2 mm dickes NaCl findet man 8 Nebenmaxima 1. Ordnung, 20 2. Ordnung sowie 4 3. Ordnung, für 2 mm dickes LiF sind es jeweils 16 Nebenmaxima 1. und 2. Ordnung. Neben dem Vorhandensein und/oder den Abweichungen der Nebenmaxima eines Kristall für die Versuche ohne und mit Magnetfeld respektive Gravitomagnetfeld ist natürlich noch die Kontrolle einer einheitlichen Verschiebung in der

Vertikalen der Aufnahme, also des Aufbaus, interessant.

Die zwei Referenzmessungen an NaCl jeweils ohne Magnetfeld ergaben –nach Vergrößerung um Faktor 7.08- für die Differenzen in der Position jeweils korrespondierender Maxima:

1. Nebenmax.: $\bar{x} \pm \Delta \bar{x} = 3.56 \pm 1.05 mm$	$\frac{\Delta \bar{x}}{\bar{x}} = 0.2949$	$\frac{\Delta B}{B} = 0$
		$\frac{\Delta T}{T} = 0.0102$
$x_{abs} \pm \Delta x_{abs} = 3.56(1 \pm 0.338) mm$		
2. Nebenmax.: $\bar{x} \pm \Delta \bar{x} = 6.40 \pm 4.70 mm$	$\frac{\Delta \bar{x}}{\bar{x}} = 0.73$	$\frac{\Delta p}{p} = 0.00297$
		$\frac{\Delta m}{m} = 0.048$
$x_{abs} \pm \Delta x_{abs} = 6.40(1 \pm 0.566) mm$		
3. Nebenmax.: $\bar{x} \pm \Delta \bar{x} = 5.50 \pm 1.00 mm$	$\frac{\Delta \bar{x}}{\bar{x}} = 0.18$	$\frac{\Delta s}{s} = 0.014$
		$\frac{\Delta z}{z} = 0.125$
$x_{abs} \pm \Delta x_{abs} = 5.50(1 \pm 0.244) mm$		

Die Messungen an NaCl ohne und mit Magnetfeld ergaben als Positions-Differenzen der jeweils korrespondierenden Maxima:

1. Nebenmax.: $\bar{x} \pm \Delta \bar{x} = 8.94 \pm 3.193 mm$	$\frac{\Delta \bar{x}}{\bar{x}} = 0.3572$	$\frac{\Delta B}{B} = 0.1$
		$\frac{\Delta T}{T} = 0.0102$
$x_{abs} \pm \Delta x_{abs} = 8.94(1 \pm 0.398) mm$		
2. Nebenmax.: $\bar{x} \pm \Delta \bar{x} = 7.35 \pm 1.210 mm$	$\frac{\Delta \bar{x}}{\bar{x}} = 0.16$	$\frac{\Delta p}{p} = 0.00297$
		$\frac{\Delta m}{m} = 0.048$
$x_{abs} \pm \Delta x_{abs} = 7.35(1 \pm 0.237) mm$		
3. Nebenmax.: $\bar{x} \pm \Delta \bar{x} = 6.67 \pm 3.84 mm$	$\frac{\Delta \bar{x}}{\bar{x}} = 0.58$	$\Delta s/s, \Delta z/z$ siehe O.
$x_{abs} \pm \Delta x_{abs} = 6.67(1 \pm 0.606) mm$		



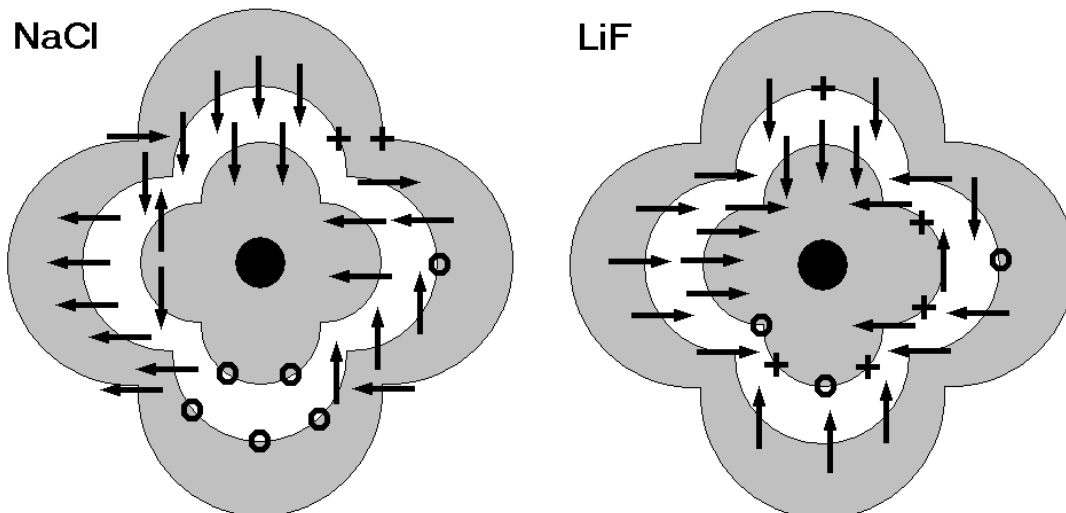
## Institut für Gravitationsforschung

Die Messungen an LiF ohne und mit Magnetfeld ergaben als Positions-Differenzen der jeweils korrespondierenden Maxima:

1. Nebenmax.: $\bar{x} \pm \Delta\bar{x} = 3.00 \pm 2.06\text{mm}$	$\frac{\Delta\bar{x}}{\bar{x}} = 0.6867$	$\frac{\Delta B}{B} = 0.1$
$x_{abs} \pm \Delta x_{abs} = 3.00(1 \pm 0.709)\text{mm}$		$\frac{\Delta T}{T} = 0.0102$
2. Nebenmax.: $\bar{x} \pm \Delta\bar{x} = 3.27 \pm 0.44\text{mm}$	$\frac{\Delta\bar{x}}{\bar{x}} = 0.13$	$\frac{\Delta p}{p} = 0.00297$
$x_{abs} \pm \Delta x_{abs} = 3.27(1 \pm 0.218)\text{mm}$		$\frac{\Delta m}{m} = 0.048$
3. Nebenmax.: Waren auf den Laue-Aufnahmen nicht zu sehen!		$\Delta s/s, \Delta z/z$ siehe O.

Die Verschiebungen der Beugungsmaxima bei Röntgen-Streuung an NaCl und LiF ohne und mit gravitodynamischen Feld stimmen innerhalb der Fehlergrenzen mit den Verschiebungen überein, die die Beugungsmaxima für Streuung an NaCl je ohne gravitodynamisches Feld zeigten. Einzige Ausnahme bilden die Nebenmaxima 2. Ordnung bei der Messung an NaCl, die aber, wie eine genauere Kontrolle beweist, auf 2 Ausreißer zurückzuführen ist. Nimmt man die äußeren Fehlergrenzen dieser Positions-differenz-Werte für die Streuung an NaCl mit und ohne Gravitomagnetismus und rundet, so stimmen auch sie noch überein.

Auch die Verschiebungsrichtungen der Nebenmaxima bestätigen dieses Bild: Anstatt wenigstens Verschiebungen der Maxima nur in vertikaler Richtung zu zeigen, verhalten sie sich eher ungeordnet. Bei fehlenden Maxima sagt die Rechts-Links- oder Oben-Unten-Symmetrie, dass keine gravitomagnetischen Effekte vorliegen können. Dies zeigen die Skizzen:



Laue-Aufnahmen von NaCl und LiF. Die Richtungen der Verschiebung korrespondierender Nebenmaxima bei Aufnahmen ohne und mit Gravitomagnetfeld sind mit Pfeilen angedeutet, Null bedeutet keine Verschiebung und das Kreuz markiert zumindest ein fehlendes Maximum, wohl wegen zu geringer Intensität des Röntgenstrahles.

Dies bedeutet, dass auch das Experiment II an NaCl und LiF keine messbaren Gravitomagnetismus-Effekte aufgezeigt hat, obwohl es um einen Faktor 10 empfindlicher wie das Experiment I ist. Die Effekte sind für ein einfaches Labor-Experiment einfach zu klein.



# Institut für Gravitationsforschung

## Diskussion

Die hier beschriebenen unkomplizierten Experimente zur Gravitodynamik zeigten keine der erwarteten Effekte.

Obwohl die Theorie des Gravitomagnetismus für massereiche, langsam rotierende Körper wie die Erde experimentell verifiziert wurde, so sind die Auswirkungen selbst einer Vielzahl von schnell rotierenden, aber massearmen Atomkernen nicht messbar.

Tatsächlich lässt sich die Wirkung vieler Kerne nicht im Bereich eines einzigen Nukleons bündeln. So aber sind die interatomaren Abstände zu groß und die Atomkernmassen zu klein, damit der Gravitomagnetismus irgendwelche Auswirkungen haben könnte.

Einen Verstärkungsmechanismus wie etwa ein ferro-gravitomagnetisches Material analog zu ferromagnetischen Materialien, wie er etwa von M. Tajmar, H.W. Wallace uam. schon früher vorgeschlagen wurde, scheint es ebenfalls nicht zu geben.

Dementsprechend gibt es keine einfach messbaren, geschweige denn nutzbaren Effekte der Gravitodynamik im Labormaßstab. Dies gilt zumindest für die Gravitodynamik von Nicht-Superleitern.

Über das Zusammenspiel von Gravitodynamik und Superleitern kann mit den hier geschilderten Experimenten keine sichere Aussage gemacht werden. Allerdings werden diesbezügliche Erfolgshoffnungen auch nicht weiter genährt.

Es bleiben zwei Wege offen, die schon 2004 von C. Kiefer und C. Weber [14] vorgeschlagen wurden. Dies ist zum Einen die –starke- Verbesserung der Messtechnik bei anderen Experimenten in ähnlichem Zusammenhang. Derartige Versuche wurden etwa von B. Heim u.a. vorgeschlagen. Zum Anderen ist es die Ausarbeitung weiterer Zusammenhänge von Gravitation und anderen Wechselwirkungen in der Theorie. Die hier dargestellten Zusammenhänge müssen sich irgendwie in einer vollständigen Theorie wiederfinden, aber sie stellen sie noch nicht dar.

Waldaschaff, den 10. März 2009

## Quellen

- [1] Greiner, W.                    Theoretische Physik Bd.1 - Mechanik I  
Harri Deutsch Verlag, 1989
- [2] Greiner, W.                    Theoretische Physik Bd.2 - Mechanik II  
Harri Deutsch Verlag, 1989
- [3] Greiner, W.                    Theoretische Physik Bd.3 – Klassische Elektrodynamik  
Harri Deutsch Verlag, 1991
- [4] Greiner, W.                    Theoretische Physik Bd.4 - Quantenmechanik  
Harri Deutsch Verlag, 1989
- [5] Greiner, W.                    Theoretische Physik Bd.4a – Quantenmechanik-Spez. Kapitel  
Harri Deutsch Verlag, 1989
- [6] Greiner, W. et al.            Theoretische Physik Bd.9 – Thermodynamik u. Stat. Mechanik  
Harri Deutsch Verlag, 1987
- [7] Bergmann, L. et al.         Lehrbuch der Experimentalphysik 2 – Elektromagnetismus



## Institut für Gravitationsforschung

- [8] Schneider, M. Walter de Gruyter-Verlag, 1999  
Himmelmechanik I  
B.I. Wissenschaftsverlag, 1992
- [9] Schneider, M. Himmelmechanik II  
B.I. Wissenschaftsverlag, 1993
- [10] Heaviside, O. A Gravitational and Electromagnetic Analogy  
The Electrician, 31, S. 281-282, 1893
- [11] Barnett, S.J. Magnetization by Rotation  
Phys. Rev. 4, Nr. 4, S. 239-270, 1915
- [12] Barnett, S.J. Gyromagnetic and Electron-Inertia Effects  
Rev. of Mod. Phys. 7, Nr. 4, 1S. 129-166
- [13] Tolman, R.C. et al. The Electromotive Force by the Acceleration of Metals  
Phys. Rev. 8, Nr. 2, S. 97-116, 1916
- [14] Kiefer, C.; Weber, C. On the interception of mesoscopic quantum systems with gravity  
arXiv:gr-qc/0408010v2, 2004
- [15] Tajmar, M. et al. Measurement of Gravitomagnetic a. Acc. Fields around rot. SCs.  
Vorabdruck, 2004
- [16] Ebert, D. Eichtheorien – Grundlage der Elementarteilchenphysik  
Wiley-VCH / Akademie-Verlag Berlin, 1989
- [17] Kuchling, H. Taschenbuch der Physik  
Harri Deutsch Verlag, 1989
- [18] Christiani, Hrsg. Christiani Datenbank – Basisteile Allgemein, E und M  
Christiani Lehrmittel, 1990
- [19] Christiani, Hrsg. Christiani Datenbank – Diverse Sonderteile  
Christiani Lehrmittel, 1990
- [20] Castelo Ferreira, P. Explicit Actions for Electromagnetism with 2 Gauge Fields (...)  
arXiv:hep-th/0510063v3, 2006
- [21] Castelo Ferreira, P. et al. Gen. Proca Eq. and Vac. Current from Breaking of  $U(1) \times U(1)$  (...)  
arXiv:hep-th/0601171v2, 2007
- [22] Schmutzer, E. Projektive Einheitliche Feldtheorie (...)  
Harri Deutsch Verlag, 2004
- [23] Feynman, R. Lectures on Gravitation  
Penguin Books, 1995
- [24] Gerthsen, C. et al. Physik  
Julius Springer Verlag, 1993
- [25] Junker, T. Private Mitteilungen  
IGF, 2007 – 2009
- [26] Kopeikin, S.M. et al. On the Speed of Gravity and Relativistic  $v/c$  Corrections (...)  
arXiv:gr-qc/0310065v6, 2006