

# Ein QED-Modell zur Vakuumenergie und eine Erklärung zu deren Wandlung in mechanische Energie

Claus W. Turtur

Fachhochschule Braunschweig-Wolfenbüttel, Salzdahlumer Straße 46 – 48, Germany, 38302 Wolfenbüttel

Email: c-w.turtur@fh-wolfenbuettel.de, Tel.: (++49) 5331 / 939 – 3412

(veröffentlicht in PHILICA.COM, ISSN 1751-3030, Article no. 138, 4. Sept. 2008)

PACS numbers: 12.20.-m, 12.20.Ds, 12.20.Fv, 89.30.-g, 95.36.+x

## Zusammenfassung

Zu den ungelösten Rätseln der Physik zählt noch immer die Energiedichte des Raums. Eigentlich sollte man sie aufgrund der Summation über die Energieeigenwerte aller Nullpunktsoszillationen des Vakuums angeben können, das Problem ist aber die Divergenz eines uneigentlichen Integrals über die Wellenvektoren ebendieser Nullpunktsoszillationen. Einen Lösungsansatz versucht die Geometrodynamik, der allerdings heute mit großer Skepsis betrachtet wird und der im Widerspruch zu Messungen der Astrophysik steht.

Die vorliegende Arbeit zeigt einen neuartigen Lösungsansatz, der das Konvergenzproblem auf der Basis der Quantenelektrodynamik löst (die bekanntlich die Lösung uneigentlicher Integrale beinhaltet) und der zu realistisch erscheinenden Werten gelangt. Dafür ist ein einziges Postulat nötig: Bekanntlich wird die Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen durch elektrische und magnetische Gleichfelder beeinflusst. Das Postulat liegt nun in der Annahme, dass die Nullpunktsoszillationen des Vakuums dem selben Verhalten folgen.

Nun zeigt der Autor nicht nur eine theoretische Berechnung der Energie der Nullpunktsoszillationen des Vakuums, sondern auch den experimentellen Nachweis zur Nutzung von Nullpunktsoszillationen im Labor einschließlich einer theoretischen Begründung der Funktionsweise seines bereits gelungenen Experiments anhand eines quantenelektrodynamischen Modells.

## 1. Einleitung

Bekanntlich werden in der Quantenelektrodynamik die Energieeigenwerte elektromagnetischer Wellen angegeben mit  $(n + \frac{1}{2})\hbar\omega$ , wobei sich der Teilchenzahloperator  $n$  als Eigenwert zur Wellenfunktion  $\psi_n$  ergibt gemäß  $\hat{a}^\dagger \hat{a} \psi_n = n \cdot \psi_n$  (mit  $\hat{a}^\dagger$  als Erzeugungsoperator und  $\hat{a}$  als Vernichtungsoperator). Sind keine Teilchen vorhanden, so ist  $n=0$  und wir erhalten die Energieeigenwerte des physikalischen (idealen) Vakuums  $|0\rangle$  (in Dirac'scher Schreibweise) durch Integration über alle Frequenzen  $\omega$  bzw. über alle Wellenvektoren  $\vec{k}$  im Impulsraum zu

$$E = \int \frac{1}{2} \hbar \omega d^3 \vec{k} \quad (1)$$

(ohne Betrachtung der Polarisationszustände) [Man 93]. Bekanntlich divergiert dieses Integral, weil für kleine Wellenlänge  $\lambda \rightarrow 0$  (die auch in jedem noch so kleinen Volumen vorhanden sind) die Beträge der Wellenvektoren  $|\vec{k}| = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}$  und die Frequenzen  $\omega$  gegen Unendlich laufen, sodaß sich eine unendliche Energie und auch eine unendliche Energiedichte ergibt. Normalerweise wird diese als Konstante ohne physikalische Bedeutung betrachtet und typischerweise durch eine geeignete Eichung eliminiert, nämlich durch Festlegung des Energienullpunktes beim Grundzustand  $|0\rangle$  des Vakuums [Kuh 95].

Die Erzeugung eines Photons  $\hat{a}^\dagger |0\rangle = |1\rangle$  führt dann zum angeregten Zustand einer harmonischen Schwingung, deren Energieeigenwert um  $1 \cdot \hbar \omega_{\vec{k}} = \hbar c |\vec{k}|$  über dem des Grundzustandes liegt [Köp 97]. Die Propagation eines Photons geht bekanntlich mit Lichtgeschwindigkeit vonstatten. Da aber die Ausbreitung elektrischer und magnetischer Felder durch den Austausch von Photonen beschrieben wird, müsste die logische Konsequenz sein, dass sich elektrische und magnetische Gleichfelder ebenfalls mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten. Die Übertragung dieser Konzeption auf Gleichfelder ist teilweise unüblich, ihr werden aber im Laufe des vorliegenden Artikels weitere Rechtfertigungen, unter anderem auch aus der Relativitätstheorie, hinzugefügt werden. Ihre Begründung wird im Rahmen des im vorliegenden Artikel vorgestellten Modells verständlich werden.

Der Tatsache, dass auch im Grundzustand  $|0\rangle$  des „leeren“ Vakuums noch die Energie der harmonischen Oszillationen elektromagnetischer Wellen vorhanden ist, trägt man üblicherweise mit Namensgebung der selben als Nullpunktsoszillationen Rechnung. Deren Energie entsprechend (1) gibt die Vakuumenergie des Grundzustandes an. Will man auf sie zugreifen (z.B. auch zur Wandlung in andere Energieformen), so muss man sich über deren Natur Gedanken machen. Ein bekanntes Beispiel hierfür liefert der Casimir-Effekt [Cas 48], [Moh 98], [Bre 02], [Sve 00], [Cas 48], bei dem eine „Kraft aus dem Nichts“ (wie in vielen Literaturstellen diese

Kraft aus dem Vakuum genannt wird), eben gerade auf die besagten Nullpunktsoszillationen zurückgeführt wird. Dabei wird betrachtet, in welcher Weise zwei elektrisch leitfähige Platten das Spektrum der Nullpunktsoszillationen des Vakuums beeinflussen. Das freie Vakuum (ohne diese beiden Platten) zeigt nämlich ein kontinuierliches Spektrum über alle denkbaren Wellenlängen, wohingegen im Innenraum zwischen den Platten nur die stehenden Wellen (der Nullpunktsoszillationen) vorhanden sind, weil das Vorhandensein der Platten einer Reflexion der Feldstärken an festen Enden entspricht, sodaß sich Schwingungsknoten an den Plattenoberflächen ergeben. Aus der Energiedifferenz zwischen den in den beiden zugehörigen zum Vergleich betrachteten Spektren ergibt sich dann die Energiedichte und die Casimir-Kraft zwischen den Platten.

Aus diesem Grunde erscheint es hoffnungsvoll, die Suche nach der Manifestation und der Nutzung (bzw. der Wandlung) von Vakuumenergie in Anlehnung an den Casimir-Effekt überlegen zu wollen. Soll diese Wandlung in einem „endlosen“ Prozeß stattfinden, so müsste man „nur“ eine Möglichkeit finden, der Energie der Nullpunktsoszillationen habhaft zu werden, ohne dass sich dabei die Platten dabei einander annähern. Damit ist zwar die Anlehnung an den Casimir-Effekt klar, aber auch ein deutlicher Unterschied: Will man die Energie der Nullpunktsoszillationen in mechanische Energie umwandeln, so müssen sich die Platten zwar relativ zueinander bewegen, dürfen dabei aber nicht ihren Abstand ändern. Das wäre z.B. mit Hilfe einer geeigneten Drehbewegung vorstellbar. (Wir werden in Abschnitt 2 einen praktischen Aufbau dazu sehen.)

Auch wenn der Casimir-Effekt dem Autor anfänglich dazu verholfen hat, einen Weg zur Manifestation der Nullpunktsoszillationen zu suchen, so ist doch klar, dass aufgrund der genannten Unterschiede zum Casimir-Effekt außer dem dort verwendeten Vakuum und den Metallplatten noch ein weiteres anderes Objekt benötigt werden muss. Dieses weitere Objekt könnte z.B. ein elektrisches (oder ein magnetisches) Feld sein, sofern es sich einrichten ließe, damit auf die Nullpunktsoszillationen zuzugreifen. Die tatsächlich stattgefundenen Experimente, bei denen es gelungen ist, die Existenz von Vakuumenergie und deren Umwandlung in klassische mechanische Energie nachgewiesen [Tur 08b], geben dem Ansatz recht. Da das elektrische Feld in das Gebiet der klassischen Elektrodynamik führt, wurde das Funktionsprinzip in [Tur 07a] und [Tur 08a] erstmals in Gedankengängen der klassischen Elektrodynamik erläutert. Wie der Autor aber den geistigen Brückenschlag von den Nullpunktsoszillationen zur klassischen Elektrodynamik fand, zeigt er im vorliegenden Artikel nachfolgend auf. Eine zentrale Rolle spielt dabei die Ausbreitung elektrischer und magnetischer Felder und deren Energie im Raum. Die entscheidende Kernfrage sucht damit nach dem Zusammenhang zwischen der Ausbreitung ebendieser Felder und den Nullpunktsoszillationen im Vakuum. Auch diese Frage wird nachfolgend beantwortet.

## 2. Bisheriges Modell zur Wandlung von Vakuumenergie

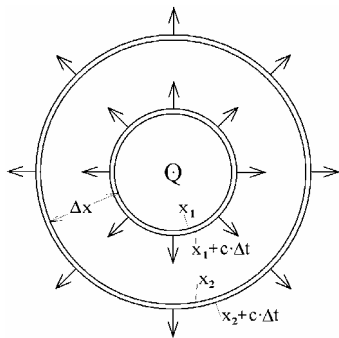
Bevor wir die abschließende Kernfrage aus Abschnitt 1 beantworten können, rekapitulieren wir kurz die dafür nötigen Grundlagen aus dem klassischen Modell nach [Tur 08a], auf dessen Basis die Wandlung von Vakuumenergie (in mechanische Energie) bereits gelungen ist:

Elektrische und magnetische Felder als Objekte der klassischen Elektrodynamik werden üblicherweise als „überall im Raum gleichzeitig“ beschrieben [Kli 03], d.h. man beachtet normalerweise nicht deren Propagation im Raum, sondern nur deren Anwesenheit. Für die meisten praktischen und technischen Anwendungen der Elektrodynamik (mit ihren kurzen Entfernungen und Geschwindigkeiten die vernachlässigbar klein sind im Vergleich zur Lichtgeschwindigkeit als Geschwindigkeit der Propagation) ist dies ausreichend. Inhaltlich entspricht dies aber einer Propagation mit unendlicher Geschwindigkeit, was im eklatanten Widerspruch zur Relativitätstheorie steht [Goe 96]. Danach müsste die Ausbreitung der Feldstärken zumindest als obere Grenze durch die Lichtgeschwindigkeit beschränkt sein [Chu 99]. Es gibt allerdings auch in der Elektrodynamik eine Stelle, an der dieser Aspekt (der endlichen Propagationsgeschwindigkeit) auftaucht, nämlich bei den retardierten Lienard-Wiechert-Potentialen [Lan 97].

Somit erscheint es sinnvoll, die Propagation der Felder mit Lichtgeschwindigkeit vorauszusetzen. Dies hat aber weitreichende Konsequenzen, unter anderem führt es auch zu der Folgerung, dass elektrische und magnetische Felder bei deren Propagation Energie an das Vakuum abgeben, wie man aus folgender Überlegung sieht:

Wir betrachten das elektrische Feld, welches von einer Punktladung „Q“ emittiert wird (siehe Abb.1), und verfolgen dieses bei dessen Propagation durch den Raum. Wir beginnen mit einer Kugel um Q, die zum Zeitpunkt  $t=0$  den Radius  $x_1$  habe. Zu einem späteren Zeitpunkt  $\Delta t > 0$  wird das Feld aufgrund seiner Propagationsgeschwindigkeit „c“ eine Kugel mit dem Radius  $x_1 + c \cdot \Delta t$  ausfüllen, sodaß im Zeitintervall  $\Delta t$  der in der Kugelschale von  $x_1$  bis  $x_1 + c \cdot \Delta t$  enthaltene Energiebetrag von der Ladung emittiert wurde, denn um diesen Betrag wurde die Gesamtenergie des Feldes erhöht. Da dieser Energiebetrag von Null verschieden ist, hat die Ladung Q Feld und damit Energie emittiert.

Wir betrachten desweiteren zu einem späteren Zeitpunkt  $t_2$  eine größere felderfüllte Kugel des Radius  $x_2$  und darauf basierend diejenige Energie, die die Kugelschale von  $x_2$  bis  $x_2 + c \cdot \Delta t$  enthält, denn dies ist dasjenige Volumen, in welches sich die Kugelschale von  $x_1$  bis  $x_1 + c \cdot \Delta t$  hinein entwickelt hat. Durch Vergleich der Energiebeträge in der kleineren und der größeren Kugelschale werden wir feststellen, dass die Kugelschale beim Vorgang der Ausdehnung Energie verloren hat.



**Abb.1:**

Veranschaulichung einer Kugelschale, die eine gewisse Feldenergie des elektrostatischen Feldes enthält. Sinn der Konstruktion ist die Verfolgung der Feldenergie beim Hinauslaufen der Kugelschale in den Raum.

Anmerkung: Zuweilen wurde als Gegenargument gegen die dargestellte Sichtweise angeführt, alle Ladungen existieren bereits seit dem Urknall. Tatsächlich berührt das nicht unsere Überlegungen, sondern es drückt vielmehr aus, dass die Kugel um die Ladung Q sehr groß sein darf, nämlich eine Kugel mit Radius = Lichtgeschwindigkeit mal Alter des Universums.

Der rechnerische Nachweis dieser Behauptungen ist mit simplen Volumenintegralen zu bewerkstelligen und soll kurz erinnert werden. Die Energiedichte des zentralsymmetrischen Feldes einer Punktladung beläuft sich auf

$$u = \frac{\epsilon_0}{2} \cdot |\vec{E}|^2 = \frac{Q^2}{32\pi^2 \epsilon_0 r^4} . \text{ Damit ist einerseits die Energie in der inneren Kugelschale von } x_1 \text{ bis } x_1 + c \cdot \Delta t$$

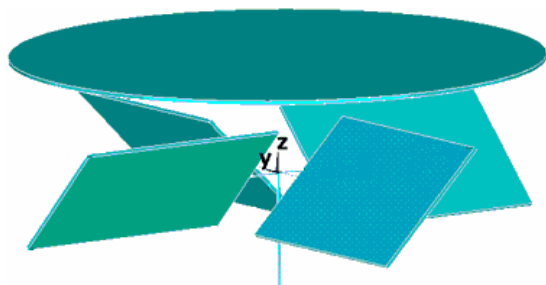
$$E_{\text{Schale innen}} = \int_{\text{Kugelschale}} u(\vec{r}) dV = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\vartheta=0}^{\pi} \int_{r=x_1}^{x_1+c \cdot \Delta t} \frac{Q^2}{32\pi^2 \epsilon_0 r^4} \cdot r^2 \cdot \sin(\vartheta) dr d\vartheta d\varphi = \frac{Q^2}{8\pi \epsilon_0} \cdot \frac{c \cdot \Delta t}{(x_1 + c \cdot \Delta t) \cdot x_1} \quad (2)$$

und andererseits die Energie in der äußeren Kugelschale von  $x_2$  bis  $x_2 + c \cdot \Delta t$

$$E_{\text{Schale außen}} = \int_{\text{Kugelschale}} u(\vec{r}) dV = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\vartheta=0}^{\pi} \int_{r=x_2}^{x_2+c \cdot \Delta t} \frac{Q^2}{32\pi^2 \epsilon_0 r^4} \cdot r^2 \cdot \sin(\vartheta) dr d\vartheta d\varphi = \frac{Q^2}{8\pi \epsilon_0} \cdot \frac{c \cdot \Delta t}{(x_1 + \Delta x + c \cdot \Delta t) \cdot (x_1 + \Delta x)} \quad (3)$$

Ganz offensichtlich hat sich der Energiegehalt der Kugelschale beim Propagieren von  $x_1$  bis  $x_1 + c \cdot \Delta t$  nach  $x_2$  bis  $x_2 + c \cdot \Delta t$  verringert. Da die beschriebenen Vorgänge im Vakuum in der dargestellten Form ablaufen können, führt dies zu der Aussage, dass das Vakuum (also der Raum) in der Tat Energie aus dem Feld annimmt. (Sollten noch irgendwelche Moleküle in der Nähe sein, dann beeinflussen sie den Prozess nicht.) Andererseits aber führt die Ladung Q als Feldquelle ständig Energie zu, ohne sich dabei selbst zu verändern; sie muss also aus dem Vakuum ständig mit Energie versorgt werden. Dieser zunächst überraschend klingende Energiekreislauf lässt sich plausibel machen, wenn man die innere Struktur des Vakuums berücksichtigt, die uns die Quantenmechanik, die Quantenelektrodynamik und die Quantenfeldtheorie vorstellt. Die Vorstellungen dazu gehören zu den Themen im weiteren Verlauf des Artikels. Übrigens sei angemerkt, dass man nicht nur für elektrische, sondern auch für magnetische Felder einen solchen Energiekreislauf finden kann [Tur 07b], weswegen die quantentheoretisch begründete innere Struktur des Vakuums beide Energiekreisläufe in Übereinklang bringen muss. In Abschnitt 3 werden wir sogar feststellen, dass beide Energiekreisläufe (der magnetische und der elektrostatische) unabhängig voneinander zum selben Wert für die Energiedichte des Vakuums führen – was auch nicht anders sein kann, da es nur ein Vakuum gibt, welches für beide Kreisläufe verantwortlich ist.

Der besseren Verständlichkeit halber sei an dieser Stelle noch ein Blick auf das Experiment geworfen, mit dem in [Tur 08b] die Existenz und die Wandlung von Vakuumenergie praktisch nachgewiesen worden war. Das Entscheidende dabei ist es, einem der Kreisläufe Energie aus dem Energiefluß zu entziehen. Einen möglichen Aufbau dazu zeigt Abb.2, wo ein (ideal) leitfähiger Rotor auf einer Achse drehbar unter einer (ideal) leitfähigen Scheibe angeordnet ist. Die als Feldquelle fungierende Scheibe liegt auf einem elektrischen Potential, einfach aufgrund der Tatsache, dass sie einmal elektrostatisch aufgeladen worden war, sodaß ihr permanent Feldenergie entströmt. Der Rotor ist geerdet und entzieht somit kontinuierlich diesem Energiefluß einen Teil seiner Energie, womit er angetrieben wird. Wie das funktioniert zeigen die Abschnitte 3 und 4.



**Abb.2:**

Prinzipskizze des experimentellen Aufbaus zur Konversion von Vakuumenergie in mechanische Energie.

Auch wenn sich die gezeigte Existenz der Energiekreisläufe im Vakuum bereits mit zwingender Logik aus elementaren Aussagen der klassischen Elektrodynamik ergibt, so werden ihre Hintergründe doch erst durch

Betrachtung der inneren Struktur des Vakuums einleuchtend. Sobald sie das sind, wird man auch die experimentell tatsächlich beobachtete Wandlung von Vakuumenergie in mechanische Energie verstehen können. Um auf die Abschnitte 3 und 4 zur mikroskopischen Erklärung dieser Energiewandlung vorzubereiten, sei hier in kurzen Worten das Modell vorweggenommen, mit dem sich die genannten Energiekreisläufe im Vakuum verstehen lassen: Die Ausbreitung elektrischer und magnetischer Gleichfelder werden wir auf eine Beeinflussung der Wellenlängen der Nullpunktsoszillationen zurückführen, wobei sich ein direkter Bezug zwischen den Feldstärken und der Veränderung der Wellenlänge angeben lässt. Da nun aber aufgrund quantenelektrodynamischer Korrekturen auch die Nullpunktsoszillationen Vakuumpolarisationsereignisse hervorrufen (und nicht nur Photonen oberhalb der Nullpunktsoszillationen), geht im Laufe der Ausbreitung durch den Raum dem reinen Feld Energie verloren zugunsten jener Korrekturterme. Vakuumpolarisationsereignisse sind aber ihrerseits nicht an die Laufrichtung der Feldstärken gebunden und verteilen ihre Energie im Raum. Dies ist die „Senke“, in der die Feldenergie im Laufe der Ausbreitung des Feldes verloren geht. Dies erklärt aber andererseits auch die Quelle aus der die Ladungen ihre Energie beziehen, aus der sie ständig Feldenergie erzeugen, um permanent Feldstärke zu emittieren. Der Transport von Feldenergie findet anhand der Wellenlängenänderungen der Nullpunktsoszillationen statt, und der Verlust von Feldenergie sowie deren Rücktransport zur Feldquelle findet anhand von Vakuumpolarisationsereignissen statt. Dass diese Vorstellung nicht nur die Experimente zur Umsetzung von Vakuumenergie in mechanische Energie erklärt, sondern sogar noch eine Berechnung der Energiedichte der Nullpunktsoszillationen erlaubt, wird man ebenfalls in den Abschnitten 3 und 4 sehen.

### 3. Neues mikroskopisches Modell zum elektromagnetischen Anteil der Vakuumenergie

Die Suche nach den Zusammenhängen zwischen elektrischer und magnetischer Feldenergie einerseits und Vakuumenergie andererseits beginnt mit der Überlegung: Was für Objekte enthält das Vakuum überhaupt? Es gibt dort die eingangs erwähnten Nullpunktsoszillationen und außerdem verschiedenste Effekte der Vakuumpolarisation (wie z.B. virtuelle Elektronen und Positronen) [Fey 97], [Gia 00]. Die logische Konsequenz ist klar: Da die Vakuumenergie experimentell nachgewiesen ist, muss sie mit diesen Objekten erklärbar sein.

Mit anderen Worten: Wir suchen nach einer Erklärung um die Ausbreitung der elektrischen und der magnetischen Felder ebenso auf Objekte des Vakuums zurückzuführen, wie die Versorgung der Ladungsträger mit Energie.

Ein mögliches Modell hierzu ergibt sich in überraschend einfacher Art und Weise. Es sei nachfolgend dargestellt. Die Überlegungen dazu gehen zurück bis auf das Jahr 1935, in dem Heisenberg und Euler [Hei 36] die quantentheoretische Berechnung des Lagrangeoperators für Photonen in elektrischen und magnetischen Feldern ausgearbeitet haben, der zufolge die Propagationsgeschwindigkeit der Photonen in ebendiesen Feldern niedriger sein sollte als im feldfreien Vakuum. Die Begründung liegt in der Vakuumpolarisation, deren Auswirkung auf den Lagrangeoperator Heisenberg und Euler berechnet haben. Der meßtechnische Nachweis zu dieser Berechnung ist derzeit in der Arbeit. Er galt bereits als erbracht [Zav 06], wurde später widerrufen [Zav 07], aber man geht davon aus, dass er in absehbarer Zeit vervollkommen werden wird [Che 06], [Lam 07], [Bes 07].

Logisch gedankliche Konsequenz führt zu der Schlussfolgerung:

Wenn elektromagnetische Wellen (wie das Photon) in elektrischen und magnetischen Feldern verzögert propagieren, dann müssten auch Nullpunktsoszillationen die selbe Verzögerung der Propagation erfahren, denn sie sind ebenfalls von elektromagnetischer Natur. Damit verändern elektrische und magnetische Felder den Wellenvektor  $\vec{k}$  und die Frequenz  $\omega$  der Nullpunktsoszillationen. Dies zieht veränderte Energieeigenwerte der Nullpunktsoszillationen nach sich.

Dann müsste sich aber aus der Veränderung der Energie der Nullpunktsoszillationen die Energie der elektrischen und magnetischen Felder erklären lassen. (Diese Arbeitshypothese wird nachfolgend durch quantitative Berechnungen überprüft und bestätigt.) Dies könnte z.B. in Anlehnung an Casimir's Überlegungen zu dem nach ihm benannten Effekt geschehen (siehe oben), indem man die Gesamtenergie des kontinuierlichen Spektrums der Nullpunktsoszillationen vor und nach dem Eingriff vergleicht. Bei Casimir besteht der Eingriff in der Anbringung zweier leitender (elektrisch ungeladener) Platten. In unserem Fall besteht der Eingriff in der Anbringung elektrischer oder magnetischer Felder. Gesucht ist also die Differenz der Gesamtenergie des Spektrums der Nullpunktsoszillationen im feldfreien Raum und im felderfüllten Raum. Diese Differenz der beiden Energiebeträge sollte dann den Energiegehalt der Felder erklären. Dass man dabei im Prinzip auf vergleichbare Konvergenzprobleme uneigentlicher Integrale stößt, wie Casimir, sollte ebenfalls wie bei Casimir eine lösbare Aufgabe sein. Im Prinzip lässt sich das mit renormalisierbarer Quantenfeldtheorie lösen [She 01], [She 03], siehe auch [Hoo 72], [Dow 78], [Bla 91]. Mathematische Methoden dazu könnten z.B. in Analogie zu [Kle 08] angewandt werden. Dass man aber besonders bequem zum Ergebnis kommt, wenn man anstelle dessen auf in der Literatur vorhandene Ergebnisse zurückgreift, zeigt die nachfolgende Berechnung:

Die Energiedichte des elektromagnetischen Feldes der Nullpunktsoszillationen lässt sich üblicherweise im Impulsraum leicht berechnen [She 01], und zwar aufgrund des Zusammenhangs zwischen dem Wellenvektor und dem Impuls  $\vec{p} = \hbar \cdot \vec{k}$  gemäß

$$\frac{E}{V}\Big|_{NO} = s \cdot \int E_0(\vec{k}) \frac{d^3k}{(2\pi)^3}, \quad (4)$$

wobei  $E_0(\vec{k})$  das Energiespektrum der Nullpunktsoszillationen ist, sodaß über alle Impulse der Nullpunktsoszillationen integriert wird. Dabei kennzeichnet der Index „NO“ die Energiedichte der „Nullpunktsoszillationen“. Die Vakuumenergie entspricht der Übergangsamplitude  $\langle 0|0\rangle$  vom Vakuum ins Vakuum die zu geschlossenen Schleifen virtueller Teilchen in Feynman-Diagrammen gehören. Da wir im weiteren Verlauf die verschiedenen Polarisationszustände einzeln (getrennt) betrachten wollen, erhält hier der Faktor „s“ den Wert 1. Dem entsprechen die bekannten Energieeigenwerte  $E_0(\vec{k}) = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega$  der Nullpunktsoszillationen im Grundzustand  $n=0$ , also setzen wir  $E_0(\vec{k}) = \frac{1}{2}\hbar\omega$  in (4) ein und erhalten

$$\frac{E}{V}\Big|_{NO} = \int \frac{1}{2}\hbar\omega \frac{d^3k}{(2\pi)^3}. \quad (5)$$

Ferner ist aufgrund des nicht-Vorhandenseins einer Vorzugsrichtung (aufgrund der Symmetrie des Raumes)  $\omega = c \cdot |\vec{k}|$ , mit der Schreibweise in kartesischen Koordinaten  $\omega = c \cdot \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}$ . Damit wird (5) zu

$$\frac{E}{V}\Big|_{NO} = \frac{1}{2} \cdot \int \hbar c \cdot \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} \frac{dk_x \cdot dk_y \cdot dk_z}{(2\pi)^3} = \frac{1}{2}\hbar c \cdot \int |\vec{k}| \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \quad (6)$$

Die Divergenz dieses uneigentlichen Integrals ist hinlänglich bekannt, da die Wellenvektoren  $\vec{k}$  für beliebige kleine Wellenlängen gegen unendlich gehen – und alle diese Wellenlängen bzw. Wellenvektoren sind im Integral zu berücksichtigen.

In Anlehnung an die Gedankengänge Casimir's interessieren wird uns aber (wie oben erläutert) nicht für den Grenzwert dieses Integrals, sondern nur für die Differenz der Grenzwerte dieses Integrals mit unterschiedlichen  $\vec{k}$ -Vektoren, nämlich einerseits mit  $\vec{k}$ -Vektoren im feldfreien Raum und andererseits mit  $\vec{k}$ -Vektoren im felderfüllten Raum. Das heißt, es ist

$$\frac{E}{V}\Big|_{FELD} = \frac{E}{V}\Big|_{NO,MIT} - \frac{E}{V}\Big|_{NO,OHNE} = \left( \frac{1}{2}\hbar c \cdot \int |\vec{k}_{NO,MIT}| \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \right) - \left( \frac{1}{2}\hbar c \cdot \int |\vec{k}_{NO,OHNE}| \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \right), \quad (7)$$

wobei die Indizes „MIT“ und „OHNE“ für die Zustände mit bzw. ohne äußerem Feld stehen. Diese Differenz muss dann genau die Energiedichte des Feldes wiedergeben, was durch den Index „FELD“ gekennzeichnet ist.

Und so lautet das Testkriterium für das hier vorgestellte Modell:

Es müsste sich die Energiedichte der Nullpunktsoszillationen des Vakuums  $\frac{E}{V}\Big|_{NO}$  ausrechnen lassen, und zwar einerseits für den Fall, daß die Veränderung der  $\vec{k}_{NO,MIT}$ -Vektoren durch Anlegen eines elektrostatischen Feldes hervorgerufen werden, andererseits aber auch für den Fall, daß die Veränderung der  $\vec{k}_{NO,MIT}$ -Vektoren durch Anlegen eines magnetischen Feldes hervorgerufen werden. Da die Energiedichte der Nullpunktsoszillationen des Vakuums nicht vom Rechenweg abhängen darf, müssen wir beide Berechnungen betrachten und deren Ergebnisse vergleichen. Stimmig und richtig kann unser Modell nur sein, wenn beide Rechenwege zum selben Ergebnis für  $\frac{E}{V}\Big|_{NO}$  führen.

Wir beginnen mit einer allgemeinen Vorbemerkung, die für beide Rechenwege gilt, um uns im Anschluß daran den beiden Rechenwegen getrennt zuzuwenden. In [Boe 07] wird der aus [Hei 36] bekannte Heisenberg-Euler-Lagrangeoperator in SI-Einheiten angegeben mit

$$\mathcal{L} = -\frac{c^2 \epsilon_0}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{\alpha^2 \hbar^3 \epsilon_0^2}{90 m_e^4 c} \left[ (F_{\mu\nu} F^{\mu\nu})^2 + \frac{7}{4} (\tilde{F}_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu})^2 \right] = \frac{\epsilon_0}{2} (\vec{E}^2 - c^2 \vec{B}^2) + \frac{2\alpha^2 \hbar^3 \epsilon_0^2}{45 m_e^4 c^5} \left[ (\vec{E}^2 - c^2 \vec{B}^2)^2 + 7c^2 (\vec{E} \cdot \vec{B})^2 \right], \quad (8)$$

wo  $m_e$  für die Masse der Elektronen steht, und die übrigen Symbole im üblichen Sinne verwendet werden.

Darauf basierend gibt es eine Reihe von Arbeiten, die daraus die Propagationsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen in elektrischen, in magnetischen und in elektromagnetischen Feldern berechnet haben. Da wir diese Propagationsgeschwindigkeit auch den elektromagnetischen Wellen der Nullpunktsoszillationen zusprechen wollen, seien aus diesen Arbeiten die Propagationsgeschwindigkeiten entnommen. Daraus werden sich dann die

Einflüsse der externen (elektrischen bzw. magnetischen) Felder auf die  $\vec{k}$ -Vektoren bestimmen lassen und daraus wiederum die Energiedichte der Nullpunktsoszillationen des Vakuums  $\left. \frac{E}{V} \right|_{NO}$ . Diese Ergebnisse beinhalten die Lösungen der oben erwähnten uneigentlichen Integrale. Wir führen ds nun für die beiden nach Art der Felder getrennten Rechenwege durch:

**1. Rechenweg** → Zur Bestimmung von  $\left. \frac{E}{V} \right|_{NO}$  bei Anlegen eines magnetischen Feldes:

Nach [Boe 07] wird die Veränderung der Propagationsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen aufgrund eines magnetischen Feldes beschrieben durch

$$1 - \frac{v}{c} = a \cdot \frac{\alpha^2 \hbar^3 \epsilon_0}{45 m_e^4 c^3} \cdot |\vec{B}|^2 \cdot \sin^2(\theta) = \begin{cases} 5.30 \cdot 10^{-24} \frac{1}{T^2} \cdot |\vec{B}|^2 \cdot \sin^2(\theta) & \text{für } a=8, \parallel\text{-Modus} \\ 9.27 \cdot 10^{-24} \frac{1}{T^2} \cdot |\vec{B}|^2 \cdot \sin^2(\theta) & \text{für } a=14, \perp\text{-Modus} \end{cases} \quad (\text{mit } |\vec{B}| \text{ in Tesla}), \quad (9)$$

worin die Ausbreitungsrichtung des Photons und die Richtung des magnetischen Feldes im Winkel  $\theta$  zueinander stehen und gemeinsam eine Ebene definieren, die den Bezug für die Zuordnung des  $\parallel$ -Modus ( $a=8$ ) und des  $\perp$ -Modus ( $a=14$ ) liefert. Dabei steht  $v$  für die Ausbreitungsgeschwindigkeit mit anliegendem Feld und  $c$  für die Ausbreitungsgeschwindigkeit ohne Feld. Die Differenz der beiden ergibt die Cotton-Mouton-Doppelbrechung (in unserem Falle die des Vakuums) von

$$\Delta n_{\text{Cotton-Mouton}} = \left(1 - \frac{v}{c}\right)_{\perp} - \left(1 - \frac{v}{c}\right)_{\parallel} = 3.97 \cdot 10^{-24} \frac{1}{T^2} \cdot |\vec{B}|^2 \cdot \sin^2(\theta), \quad (10)$$

die speziell für  $\theta=90^\circ$  von [Rik 00] quantitativ bestätigt wird, ebenso von [Bia 70]. Die letztgenannte Arbeit wird häufig als „Meilenstein“ auf dem Wege zum Verständnis der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in elektrischen und magnetischen Gleichfeldern genannt, da sie erstmals konkrete quantitative Vorhersagen zur Messung der Doppelbrechung (und damit der Ausbreitungsgeschwindigkeit) elektromagnetischer Wellen in den genannten Feldern angibt.

Den Zusammenhang zwischen der Frequenz und der Propagationsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Wellen entnehmen wir der Tatsache, dass der Integrationsbereich über die  $\vec{k}$ -Vektoren mit und ohne Feld der selbe ist. Somit ist wegen  $\omega = c \cdot |\vec{k}|$  das  $\frac{\omega}{c}$  unabhängig davon, ob ein Feld anliegt oder nicht, also gilt die Verhältnisgleichung

$$\frac{\omega_{OHNE}}{c} = \frac{\omega_{MIT}}{v} \quad \Rightarrow \quad \omega_{MIT} \cdot c = \omega_{OHNE} \cdot v \quad \Rightarrow \quad \omega_{MIT} = \omega_{OHNE} \cdot \frac{v}{c}, \quad (11)$$

worin  $c$  die Propagationsgeschwindigkeit ohne  $v$  die Propagationsgeschwindigkeit mit Feld ist.

Im übrigen ist die Energiedichte des magnetischen Feldes entsprechend der klassischen Elektrodynamik [Jac 81] bekannt gemäß

$$\left. \frac{E}{V} \right|_{FELD} = \frac{\mu_0}{2} \cdot \vec{H}^2 = \frac{1}{2\mu_0} \cdot \vec{B}^2. \quad (12)$$

Die Gleichungen (5) und (7) führen also unter zusätzlicher Berücksichtigung von (11) zu dem Ausdruck

$$\frac{1}{2\mu_0} \cdot |\vec{B}|^2 = \left. \frac{E}{V} \right|_{FELD} = \int \frac{1}{2} \hbar \cdot \omega_{NO,OHNE} \frac{d^3k}{(2\pi)^3} - \int \frac{1}{2} \hbar \cdot \omega_{NO,MIT} \frac{d^3k}{(2\pi)^3} = \int \frac{1}{2} \hbar \cdot \omega_{NO,OHNE} \frac{d^3k}{(2\pi)^3} - \int \frac{1}{2} \hbar \cdot \omega_{NO,OHNE} \cdot \frac{v}{c} \frac{d^3k}{(2\pi)^3}.$$

$$\text{Weiter nach (10) folgt} \quad \Rightarrow \quad \frac{1}{2\mu_0} \cdot |\vec{B}|^2 = \left. \frac{E}{V} \right|_{FELD} = \left(1 - \frac{v}{c}\right) \cdot \left( \int \frac{1}{2} \hbar \cdot \omega_{NO,OHNE} \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \right), \quad (13)$$

denn die äußeren Felder verändern, der Modellannahme folgend, mit der Frequenz den Energiegehalt jeder einzelnen quantenmechanischen Nullpunktsoszillation.

In diesen Ausdruck sei nun (9) eingesetzt, wodurch wir in die Lage kommen, direkt den Energiegehalt der Summe aller quantenmechanischen Nullpunktsoszillation anzugeben, da die Feldstärke des magnetischen Feldes, mit dem diese Nullpunktsoszillationen angeregt werden konnten, entfällt:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2\mu_0} \cdot |\vec{B}|^2 &= \left(1 - \frac{v}{c}\right) \cdot \int \frac{1}{2} \hbar \cdot \omega_{NO,OHNE} \frac{d^3k}{(2\pi)^3} = a \cdot \frac{\alpha^2 \hbar^3 \epsilon_0}{45 m_e^4 c^3} \cdot |\vec{B}|^2 \cdot \sin^2(\theta) \cdot \int \frac{1}{2} \hbar \cdot \omega_{NO,OHNE} \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \\ &\Rightarrow \int \frac{1}{2} \hbar \cdot \omega_{NO,OHNE} \frac{d^3k}{(2\pi)^3} = \frac{1}{2\mu_0} \cdot \frac{1}{a} \cdot \frac{45 m_e^4 c^3}{\alpha^2 \hbar^3 \epsilon_0} = \frac{1}{a} \cdot \frac{45 m_e^4 c^5}{2 \cdot \alpha^2 \hbar^3} = \frac{1}{a} \cdot 6.007 \cdot 10^{30} \frac{J}{m^3}, \end{aligned} \quad (14)$$

bei einer Anregung unter  $\theta=90^\circ$ , mit  $m_e$  = Elektronenmasse und  $\alpha$  = Hyperfeinstrukturkonstante.

Unabhängig von Konvergenzproblemen uneigentlicher Integrale über das Spektrum der Nullpunktsoszillation, oder von (in der Literatur vorhandenen) Versuchen, irgendwelche Integrationsgrenzen oder Abschneidefunktionen einzusetzen und zu begründen, sollte dies die Energiedichte eben der Nullpunktsoszillation im Vakuum sein. Es sei daran erinnert, dass bei deren Berechnung der Einfluß magnetischer Felder, die gleichsam als „Meßsonde“ zum Anregen der Nullpunktsoszillationen dienten, eliminiert wurde.

Wir sehen auch, dass die  $\perp$ -Moden und die  $\parallel$ -Moden die Nullpunktsoszillationen unterschiedlich stark anregen können, was aber prinzipiell nicht die Antwort auf die grundlegende Frage der Energiedichte des Vakuums beeinflussen darf, ebenso wenig die grundsätzliche Frage nach dem Anteil der elektromagnetischen Wellen der Nullpunktsoszillationen an der Energiedichte des Vakuums. Dass unterschiedliche Moden, vergleichbar mit unterschiedlichen Messsonden, Schwingungen unterschiedlich anregen, müssen wir allerdings durchaus beachten, wenn wir eine messbare Größe angeben wollen, nicht aber bei der prinzipiellen Angabe der Energiedichte des Vakuums bzw. deren elektromagnetischer Nullpunktsoszillationen.

Eine solche messbare Größe wollen wir nun angeben, damit wir in die Lage kommen, unser Ergebnis des ersten Rechenweges mit einem messbaren Ergebnis des zweiten Rechenweges vergleichen zu können, nämlich die Doppelbrechung des Vakuums, die bei sehr vielen Arbeiten zur Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in elektrischen und in magnetischen Feldern als zentrale Meßgröße betrachtet wird.

Dies geschieht wie folgt:

Auch die Differenz, die zur Meßgröße der Doppelbrechung führt, muss mit der selben Energiedichte des Vakuums korrespondieren, also

$$\begin{aligned}
 & a_{\perp} \cdot \left[ \int \frac{1}{2} \hbar \cdot \omega_{NO,OHNE} \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \right] - a_{\parallel} \cdot \left[ \int \frac{1}{2} \hbar \cdot \omega_{NO,OHNE} \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \right] = \frac{45 m_e^4 c^3}{\alpha^2 \hbar^3 \epsilon_0} \\
 \Rightarrow & (14-8) \cdot \left[ \int \frac{1}{2} \hbar \cdot \omega_{NO,OHNE} \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \right]_{\perp-\parallel} = \frac{45 m_e^4 c^5}{2 \cdot \alpha^2 \hbar^3} = 6.007 \cdot 10^{29} \frac{J}{m^3} \\
 \Rightarrow & \left[ \int \frac{1}{2} \hbar \cdot \omega_{NO,OHNE} \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \right]_{\perp-\parallel} = \frac{1}{a_{\perp} - a_{\parallel}} \cdot \frac{45 m_e^4 c^5}{2 \cdot \alpha^2 \hbar^3} = \frac{1}{14-8} \cdot 6.007 \cdot 10^{29} \frac{J}{m^3} = 1.001 \cdot 10^{29} \frac{J}{m^3} \quad (15)
 \end{aligned}$$

Diesen Wert einer möglichen Meßgröße, der sich aus einer elementaren Überlegung zur Doppelbrechung aus der Energiedichte der Nullpunktsoszillationen ergibt, müssen wir für den späteren Vergleich mit der vergleichbaren Meßgröße aus dem zweiten Rechenweg in Erinnerung behalten. Dabei sei angemerkt, dass dieser Wert im ersten Rechenweg aus der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in magnetischen Feldern erhalten wurde, beim zweiten Rechenweg hingegen wird er aus der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in elektrischen Feldern berechnet werden.

Hinweis:

Die gefundene Energiedichte elektromagnetischer Nullpunktsoszillationen sollte nicht verwechselt werden mit der gesamten Energiedichte des Vakuums. Sie beschreibt lediglich den Anteil der Vakuumenergiedichte, der eben auf die Nullpunktsoszillationen elektromagnetischer Wellen zurückgeht. Was aber sonst noch alles im Vakuum ist, wie virtuelle Teilchen, Wechselwirkungsenergien anderer fundamentaler Wechselwirkungen (und vieles andere mehr) ist nicht Thema der vorliegenden Arbeit.

**2. Rechenweg**  $\rightarrow$  Zur Bestimmung von  $\left. \frac{E}{V} \right|_{NO}$  bei Anlegen eines elektrischen Feldes:

Die Kerr-Doppelbrechung elektromagnetischer Wellen in elektrischen Feldern beläuft sich dem Betrage nach laut [RIK 00] auf

$$\Delta n_{Kerr} \approx 4.2 \cdot 10^{-41} \frac{m^2}{V^2} \cdot |\vec{E}|^2 \quad (16)$$

(mit Angabe der elektrischen Feldstärke in V/m), wobei die letztgenannte Stelle bereits Rundungsungenauigkeiten aufweisen kann. Den Wert findet man ebenfalls in [Bia 70] bestätigt.

Damit lässt sich der Absolutbetrag der Energiedichtedifferenz in Analogie zu (15) hinschreiben gemäß

$$\begin{aligned}
 & \frac{\epsilon_0^2}{2} |\vec{E}|^2 = \Delta n_{Kerr} \cdot \left[ \int \frac{1}{2} \hbar \cdot \omega_{NO,OHNE} \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \right] \\
 \Rightarrow & \int \frac{1}{2} \hbar \cdot \omega_{NO,OHNE} \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \approx \frac{\frac{\epsilon_0^2}{2} |\vec{E}|^2}{4.2 \cdot 10^{-41} \frac{m^2}{V^2} \cdot |\vec{E}|^2} \approx 1.0 \cdot 10^{29} \frac{J}{m^3} \quad (17)
 \end{aligned}$$

Hier wurde die Energiedichte des Vakuums mit Hilfe eines elektrischen Feldes (gleichsam als „Sonde“) beobachtet, wobei sich wieder bei der Angabe des Ergebnisses die Eigenschaft der Sonde eliminieren lässt. Da die

Energiedichte des Vakuums nicht von der „Sonde“ abhängen darf, mit deren Hilfe man sie bestimmt, müssen die beiden Rechenwege Nr.1 und Nr.2 zum selben Ergebnis führen. Dass sie das in der Tat tun, bestätigt die dargestellten Überlegungen und auch die zugehörigen Rechenwege. Offensichtlich ist das hier entworfene Konzept wirklich eine Möglichkeit zur Lösung der Konvergenzprobleme der Integrale in den Gleichungen (4), (5), (6).

Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass mit den genannten Werten nicht im Allgemeinen die Energiedichte des Vakuums angegeben werden soll, sondern lediglich die Energiedichte der elektromagnetischen Nullpunktsoszillationen, die für die Anregung durch elektrischen und magnetische Felder zur Verfügung stehen. Wieviel Energiedichte durch Vakuumpolarisationsereignisse noch hinzukommt bleibt dabei ebenso offen, wie die Frage nach den Beiträgen der anderen fundamentalen Wechselwirkungen (außer der elektromagnetischen) zur Energiedichte des Vakuums. Während aber Vakuumpolarisationsereignisse eine Rolle bei der Propagation elektrischer und magnetischer Felder spielen (was wir in Abschnitt 4 näher betrachten wollen), kommt den anderen Wechselwirkungen in diesem Zusammenhang keine Rolle zu. Wir sind uns aber im Klaren darüber, dass die Wandlung von Vakuumenergie, über deren Theorie in der vorliegenden Arbeit nachgedacht wird, sich nur auf deren elektromagnetischen Anteil beschränkt.

#### **4. Auflösen der Paradoxa des elektrischen und des magnetischen Feldes anhand des QED – Modells der Nullpunktsoszillationen Funktionsweise des Rotors zur Wandlung von Vakuumenergie**

Bis hier ist das in Abschnitt 3 eingeführte Modell in der Lage, die Ausbreitung elektrischer und magnetischer Gleichfelder im Vakuum zu erklären. Die einzige Voraussetzung, die es benötigt, ist von überraschender Einfachheit: Aus verschiedenen Literaturstellen ist für angeregte Zustände ( $n \geq 1$ ) bekannt, dass die Propagation elektromagnetischer Wellen im Raum im Zustand  $|n\rangle$  von elektrischen und von magnetischen Feldern beeinflusst wird. Die Einbeziehung des Grundzustandes (für  $n = 0$ ) in den Gültigkeitsbereich dieser Erkenntnis ist alles, was unser Modell als Voraussetzung benötigt – eine Annahme, die plausibel und logisch konsequent erscheint. Und dann bedeutet das Ausbreiten elektrischer und/oder magnetischer Felder nichts weiter als eine Veränderung der Frequenzen und der Wellenlängen derjenigen elektromagnetischen Wellen, die die Nullpunktsoszillationen des Grundzustandes ausmachen.

Nun geht das Ziel der vorliegenden Arbeit weiter. Wir müssen eine Möglichkeit finden, dass unser Modell auch die oben genannten Paradoxa bei der Propagation des elektrischen und des magnetischen Feldes auflösen und die Funktionsweise des durchgeführten Experiments zur Wandlung von Vakuumenergie in mechanische Energie erklären kann. Dies geschieht wie folgt.

Wir beginnen mit der Auflösung der Feld-Ausbreitungs-Paradoxa, also mit der Antwort auf die Frage, in welcher Weise der Raum dem Feld permanent während dessen Propagation Energie entzieht, und in welcher Weise der Raum Feldquellen (also Ladungen) mit dieser zuvor dem Feld entzogenen Energie wieder versorgt:

Den in Abschnitt 3 erwähnten quantenelektrodynamischen Korrekturen im Heisenberg-Euler-Lagrangeoperator entsprechen Energieterme (sonst wären die Korrekturen nicht im Lagrangeoperator enthalten). Mit jedem solchen Energieterm korrespondiert ein Vakuumpolarisationsereignis. Das gilt für die von Heisenberg und Euler berücksichtigten Energieterme in gleicher Weise wie für weitere Korrekturen höherer Ordnungen, also für verschiedenste Effekte der Vakuumpolarisation. Zur Energie dafür liefern natürlich auch die Nullpunktsoszillationen ihren Beitrag (sonst wären sie ja nicht durch die Felder beeinflusst worden) und damit in letzter Konsequenz natürlich das Feld. Auch wenn Vakuumpolarisationsereignisse die Energie nur temporär während ihres Stattfindens benötigen, so laufen aufgrund der Größe der Wahrscheinlichkeitsamplituden für deren Stattfinden ständig eine gewisse Anzahl solcher Ereignisse gleichzeitig ab. Die Situation beschreibt einen statistischen Fluß, in dem eine gewisse Anzahl von Vakuumpolarisationsereignissen in einem gewissen Zeitintervall dem Feld eine gewisse Energie entziehen – solange sie immer wieder erneut stattfinden, d.h. solange Ladung und Feld existieren. Mit anderen Worten: In unserem Modell würde das Feld bei seiner Propagation (aufgrund seiner Feldenergie) verschiedenste Prozesse der Vakuumpolarisation anregen – und zwar genau so viel, dass die Feldstärken den bekannten Gesetzen der klassischen Elektrodynamik folgen (also z.B. im Falle einer Punktladung als Feldquelle dem Coulombgesetz.) Und diese Vakuumpolarisationsereignissen entziehen dem Feld Energie.

Die Versorgung der Ladung als Feldquelle mit Energie müsste dann in umgekehrter Weise verständlich werden: Die Tatsache, dass Vakuumpolarisationsereignisse nicht nur endliche Ausdehnung in der Zeit, sondern auch endliche Ausdehnung im Raum beanspruchen, führt dazu, dass die mit ihnen verbundene Energie statistisch im Ablauf einer gewissen Zeit durch Raum diffundieren kann. Allem Anschein nach bildet sich auf diese Weise ein Energiefluß, der einerseits dafür sorgt, dass der vom Feld erfüllte Raum einen Teil seiner Feldenergie abgibt (siehe Gleichungen (2) und (3)), der andererseits aber auch Energie zur Verfügung stellt, die die Feldquellen (also Ladungen) in Feld (mit Feldenergie) umwandeln können.



Es muss aber nicht zwingend gefordert werden, dass jede Ladung aus der zuvor von ihr selbst emittierten Energie wiederversorgt wird. Hingegen muss zwingend gefordert werden, dass jede Ladung permanent Energie aus dem Raum aufnimmt, die zuvor nicht in ihrem Feld enthalten war. Der Grund ist simpel: Da sich das (statische) Feld jeder Ladung im Laufe der Zeit im Raum ausbreitet, wächst die Gesamtenergie über das gesamte Feld (aufgrund der Feldstärken) permanent, was zusätzlich auch noch zur Folge hat, dass die in den vom Feld begünstigten Vakuumpolarisationsereignissen enthaltene Gesamtenergie auch ständig im Laufe der Zeit wächst. Für all diese Vorgänge benötigt die Feldquelle Energie, die sie nur aus dem Raum (eben aus Vakuumpolarisationsereignissen) beziehen kann. Im übrigen spielt es für unser Modell keine Rolle, über die Art und den Mechanismus nachzudenken, mit dem die Feldquelle die Umwandlung von Energie (z.B. der Vakuumpolarisationsereignisse) in Feldenergie bewerkstelligt.

In der Sprechweise der Teilchenphysik entsprechen den Nullpunktsoszillationen (weil es sich dabei um elektromagnetische Wellen handelt) bosonische Quantenfeldfluktuationen, den Vakuumpolarisationsereignissen (die virtuelle Elektronen und Positronen beinhalten) hingegen fermionische Quantenfeldfluktuationen. Deren (für die Ereignisse der Vakuumpolarisation nötigen) Umwandlung ineinander geht dann über Prozesse wie (virtuelle) Paarbildung und Annihilation vonstatten. Speziell im Zusammenhang mit den elektrischen bzw. magnetischen Feldern hängen dann die Wahrscheinlichkeitsamplituden für das Auftreten solcher Umwandlungsprozesse zwischen diesen beiden Arten der Quantenfeldfluktuationen ganz offensichtlich von den Feldstärken der propagierenden Gleichfelder ab und somit von den Abständen zu den Feldquellen.

Wie groß der Energieverlust der Felder im Laufe der Propagation ist (der eine Aussage über die Wahrscheinlichkeitsamplituden der Vakuumpolarisationsereignisse ermöglichen sollte), lässt sich durch eine einfache klassische Überlegung aufgrund von (2) und (3) und Abb.1 am Beispiel von Punktladungen aufzeigen:

Läuft eine mit Feld erfüllte Kugelschale von  $x_1 \dots x_1 + c \cdot \Delta t$  nach  $x_2 \dots x_2 + c \cdot \Delta t$ , so verliert sie dabei den Energiebetrag

$$\Delta E = E_{\text{Schale innen}} - E_{\text{Schale außen}} = \frac{Q^2}{8\pi\epsilon_0} \cdot \frac{c \cdot \Delta t}{(x_1 + c \cdot \Delta t) \cdot x_1} - \frac{Q^2}{8\pi\epsilon_0} \cdot \frac{c \cdot \Delta t}{(x_1 + \Delta x + c \cdot \Delta t) \cdot (x_1 + \Delta x)}. \quad (18)$$

Für kleine aber endlich große  $\Delta t$  und  $\Delta x$  (die wir als Summanden gegenüber nicht kleinen Größen wie  $x_1$  in einer Grenzwertbetrachtung vernachlässigen, nicht aber als Faktoren), ergibt sich die Näherung

$$\Delta E = E_{\text{Schale innen}} - E_{\text{Schale außen}} = \frac{Q^2}{8\pi\epsilon_0} \cdot \frac{(2x_1 + \Delta x + c \cdot \Delta t) \cdot c \cdot \Delta t \cdot \Delta x}{(x_1 + c \cdot \Delta t) \cdot x_1 \cdot (x_1 + \Delta x + c \cdot \Delta t) \cdot (x_1 + \Delta x)} \approx \frac{Q^2}{8\pi\epsilon_0} \cdot \frac{2x_1 \cdot c \cdot \Delta t \cdot \Delta x}{x_1 \cdot x_1 \cdot x_1 \cdot x_1} = \frac{Q^2}{8\pi\epsilon_0} \cdot \frac{2 \cdot c \cdot \Delta t \cdot \Delta x}{x_1^3}. \quad (19)$$

Wir sehen also, dass bei endlicher Schalendicke  $c \cdot \Delta t$  (damit überhaupt eine Schale vorhanden ist) und bei endlicher Propagationsstrecke  $\Delta x$  (damit überhaupt eine Ausbreitung des Feldes stattfindet), die Energieabgabe des Feldes an den Raum umgekehrt proportional zur dritten (!) Potenz des Schalenradius  $x_1$  ist. Wir stehen somit folgender Systematik der Proportionalitäten bezüglich des Abstandes  $r$  zur Punktladung gegenüber:

Größe		Proportionalität
Elektrisches Potential einer Punktladung	→	$V \propto r^{-1}$
Feldstärke einer Punktladung (Coulombgesetz)	→	$F \propto r^{-2}$
Energieabgabe des Feldes an den Raum bei einer Punktladung	→	$\Delta E \propto r^{-3}$
Energiedichte des Feldes einer Punktladung	→	$u \propto r^{-4}$

Speziell für die Energieabgabe des Feldes an den Raum gilt: Die Rate der Vakuumpolarisationsereignisse (also letztlich deren Wahrscheinlichkeitsamplituden) ist verantwortlich für die im Laufe seiner Ausbreitung vom Feld an den Raum abgegebene Energie.

Schließlich stellt sich noch die Frage nach einer Erklärung der Funktionsweise des im Experiment aufgebauten Rotors zur Wandlung von Vakuumenergie in mechanische Energie, und zwar in der Form:

In welcher Weise oder aufgrund welchen Mechanismus entzieht dieser Rotor dem Feld Energie ?

Die Antwort muss natürlich auf die Feldenergie zurückgehen, da die energiewandelnde Bewegung des Rotors durch elektrostatische Kräfte (oder im Falle des magnetischen Rotors durch magnetische Kräfte) erklärt wird. Nach unserem Modell, greift der Rotor in den Energiekreislauf zwischen Quelle und Raum ein und entzieht diesem Energiefluß diejenige Energie, die ihn antreibt – und zwar im Detail wie folgt:

Diejenige Energie, die in Form von Feldstärken direkt im Feld gespeichert ist, verändert die Wellenlängen der Nullpunktsoszillationen (siehe oben). Hervorgerufen wird dies von der elektrisch geladenen Feldquelle, da sie das Feld erzeugt. Wie bereits vom Casimir-Effekt her bekannt ist, blockieren leitende Metallplatten die Ausbreitung der Nullpunktsoszillationen. Überträgt man dieses Prinzip auf unser Experiment, so lässt sich folgern, dass auf der der Feldquelle zugewandten Seite die durch die Feldstärke veränderten Wellenlängen vorliegen, auf der der Feldquelle abgewandten Seite hingegen anderen Wellenlängen, die nicht durch die von der Feldquelle erzeugten Feldstärken beeinflusst werden (also die Wellenlängen des feldfreien Raumes, sofern nicht von anderswoher Felder dorthin gelangen). Dadurch werden die Wellenlängen auf den beiden Seiten jedes Rotor-

blattes unterschiedlich sein, was aus Gründen der Energieerhaltung nur möglich ist, wenn die Rotorblätter für den Ausgleich der Differenzenergie sorgen. Dass die Rotorblätter tatsächlich Energie aufnehmen (und nicht welche aufbringen müssen) hat seine Ursache darin, dass sie aufgrund ihrer Leitfähigkeit dem Feld Energie entziehen, denn sie sorgen dafür, dass die der Feldquelle abgewandte Seite keine Feldenergie (von der Quelle) enthält.

Letztlich ist es also der Energiefluß der von der Feldquelle auf die Rotorblätter trifft, welcher für den Antrieb des Rotors verantwortlich ist: Die Feldquelle wandelt Vakuumenergie in Feldenergie um, und zwar in der Form, dass die Nullpunktsoszillationen ihre Wellenlängen verändern. Dieser Energiestrom geht auf dem Weg von der Feldquelle zum Rotor teilweise an den Raum verloren, ruft aber mit dem am Rotor ankommenden Teil eine antreibende Kraft auf den Rotor hervor. Im übrigen müsste man, wenn man die Bewegung des Rotors aus Prinzipien der Quantenelektrodynamik ausrechnen wollte auch über eine Rückwirkung der leitfähigen Platten (des Rotors) auf die Nullpunktsoszillationen im Raum zwischen den Rotorplatten und der Feldquelle nachdenken. In diesem Zusammenhang steht die in der klassischen Elektrodynamik bekannte Methode der Spiegelladungen [Bec 73].

### 5. Abschlußdiskussion

Das hier vorgestellte Modell ist in konsequenter Logik auf der Basis etablierter Elemente der Quantentheorie aufgebaut. Sicherlich wird eine Weiterentwicklung mit den Rechenmethoden der Quantenelektrodynamik bzw. der Quantenfeldtheorie wünschenswert sein, zumal sich die Darstellungen einerseits aufgrund aufgezeigten Logik inklusive der rechnerisch-numerischen Bestätigung, andererseits aber auch aufgrund der bereits erfolgten experimentellen Bestätigungen nicht von der Hand weisen lassen.

Wir wollen nun unsere Angaben zur Energiedichte des Vakuums (also des Raumes) im Kontext anderer physikalischer Aussagen interpretieren und diskutieren. Zu den bereits vorhandenen Ergebnissen des Modells zählen unter anderem auch quantitative Angaben zu demjenigen Anteil der Energiedichte des Raumes, der für die elektromagnetischen Nullpunktsoszillationen verantwortlich ist. Man verwechsle die in Abschnitt 3 genannten Werte aber nicht mit der Energiedichte des Universums, das in der Kosmologie angegeben wird.

Bekanntlich ist die Frage nach der Energiedichte des Universums eines der größeren zur Zeit ungelösten Rätsel der Physik und überdies die größte derzeit bekannte Diskrepanz (von mehr als 120 Zehnerpotenzen) zwischen unstimmgigen aber vergleichbaren Aussagen verschiedener Fachgebiete der Physik. So gibt es einerseits in der Kosmologie eine ganze Reihe von Arbeiten (siehe z.B. [GIU 00], [TEG 02], [EFS 02], [TON 03], [RIE 98]), die sich mit der Materiedichte  $\rho_M$  bzw. der Energiedichte  $\rho_{grav}$  des Universums befassen, und die aufgrund der Expansion des Universums im Mittel zu Werten gelangen in etwa im Bereich von

$$\rho_M \approx (1.0 \pm 0.3) \cdot 10^{-26} \frac{kg}{m^3} \Rightarrow \rho_{grav} = c^2 \cdot \rho_M = (9.0 \pm 0.27) \cdot 10^{-10} \frac{J}{m^3} . \tag{20}$$

Diese aufgrund der gravitativ bedingten Änderung der Expansion des Universums beobachtete Energiedichte steht im Widerspruch zu einer Hypothese der Geometrodynamik [WHE 68]. Letztere ergibt sich aufgrund der Idee, die Nullpunktsoszillationen hinsichtlich der Wellenlänge auf Werte oberhalb der Planck-Länge  $L_P = \sqrt{\frac{\hbar \cdot G}{c^3}} \approx 4.05 \cdot 10^{-35} m$  [Tip 03] zu begrenzen und somit bei der Berechnung der Energiedichte des Vakuums

das uneigentliche Integral über die Energien aller Nullpunktsoszillationen durch ein eigentliches Integral (mit Integralgrenzen) zu ersetzen. (Der Faktor 2 vor dem Integral repräsentiert die beiden möglichen Polarisationszustände.):

$$\frac{E}{V} \Big|_{GD} = 2 \cdot \int_{|\vec{k}|=\frac{2\pi}{\infty}}^{\frac{2\pi}{L_P}} E_0(|\vec{k}|) \frac{d^3k}{(2\pi)^3} = 2 \cdot \int_{|\vec{k}|=\frac{2\pi}{\infty}}^{\frac{2\pi}{L_P}} \frac{1}{2} \hbar \omega \frac{d^3k}{(2\pi)^3} = 2 \cdot \underbrace{\int_0^{\frac{2\pi}{L_P}} \frac{1}{2} \hbar c |\vec{k}| \cdot |\vec{k}|^2 \frac{dk}{2\pi^2}}_{\text{Umrechnung in Kugelkoordinaten nach [KUH95]}} = 2 \cdot \frac{\hbar c}{4\pi^2} \cdot \frac{1}{4} \left(\frac{2\pi}{L_P}\right)^4 = \frac{2\hbar c \pi^2}{L_P^4} = 3.32 \cdot 10^{+113} \frac{J}{m^3} \tag{21}$$

Wie stellt sich unser Wert auf dem Hintergrund derartiger Diskrepanzen dar ?

Nun – der Wert aus (21) wird im allgemeinen sehr skeptisch betrachtet, da es dort kein wirkliches physikalisches Argument gibt, mit dem das Konvergenzproblem gelöst wurde. Im Prinzip basiert das Modell der vorliegenden Arbeit genauso auf (5), wie das Modell der Geometrodynamik. Allerdings enthält unser Modell ernsthafte Physikalische Argumente auf deren Basis das Konvergenzproblem gelöst wurde.

Da unser Wert nur einen Teil der Energiedichte des Raumes angibt, der Wert aus (21) aber hingegen die gesamte Energiedichte des Raumes anzugeben beansprucht, sollte unser Wert auf jeden Fall kleiner sein als der aus (21). Ein weiterer Zusammenhang zwischen den beiden Werte besteht nicht.

Einen anderen Umgang erfordert der Vergleich unseres Wertes mit demjenigen der Astrophysik aus (20). Wenn unser Wert größer ist als der dortige – müsste dann nicht (aufgrund der mit der Energie verbundenen Masse) die gravitative Anziehung innerhalb des Universums größer sein, als sie bei der Bestimmung von (20) aufgrund der Expansion des Universums gemessen wurde ?

So einfach lässt sich aber in Wirklichkeit kein Widerspruch zu unserem Wert konstruieren. Einerseits steht nämlich noch die ungelöste Frage nach der beschleunigten Expansion des Universums im Raum [Cel 07]. Andererseits bezieht sich die Expansion des Universums auf eine Massenverteilung innerhalb einer Kugel mit dem Durchmesser des Universums (zurückgehend auf die Hypothese, dass sich das Universums maximal mit Lichtgeschwindigkeit seit dem Urknall ausdehnt [Per 98]), wohingegen sich die Energiedichte der Nullpunktsoszillationen auf den gesamten Raum  $\mathbb{R}^3$  bezieht, als auch auf diejenigen Regionen, die außerhalb Kugel mit dem Durchmesser des Universums liegen. Für die Ausprägung der Gravitation hat dieser Unterschied durchaus entscheidende Bedeutung.

In diesem Sinne stehen die Ergebnisse des hier entwickelten Modells nicht im Widerspruch mit einem der bisherigen (und immer noch sehr fraglichen) Modelle, sondern man sollte die Aussagen der vorliegenden Arbeit eher so deuten:

Offensichtlich besteht bei der Berechnung der Energiedichte der Nullpunktsoszillationen des Raumes ein Konvergenzproblem mit einem uneigentlichen Integral. Will man diese Energiedichte berechnen, so stößt man auf ein divergentes uneigentliches Integral, also auf eine unendliche Energiedichte. In der klassischen Theorie wird das Problem umgangen, indem man mit Hilfe einer „Eichung“ einfach den unendlichen Grenzwert ignoriert. Da dieser Weg bekanntermaßen unbefriedigend ist, wurde in der Geometrodynamik versucht, diesem uneigentlichen Integral künstlich Grenzen hinzuzufügen und so ein eigentliches Integral zu erzeugen. Dass damit der Divergenzprobleme verschwinden ist klar, aber der Wert der sich dann für die Energiedichte der Nullpunktsoszillationen ergibt, erscheint derart merkwürdig, dass er zurecht bis heute mit großer Skepsis betrachtet wird. Eine Lösung des Konvergenzproblems ohne die Zusatzannahme willkürlicher Integrationsgrenzen liefert die vorliegende Arbeit und gelangt zu Werten für die Energiedichte des Raumes (also des Vakuums), die durchaus im Bereich des Möglichen und Sinnvollen erscheinen.

### Literaturhinweise:

- [Bec 73] Theorie der Elektrizität  
von R. Becker und F. Sauter (1973). Teubner Verlag, ISBN 3-519-23006-2
- [Bes 07] Structure of the photon and magnetic field induced birefringence and dichroism  
von J. A. Beswick, C. Rizzo (2007), arXiv:quant-ph/0702128v1
- [Bia 70] Nonlinear Effects in Quantum Electrodynamics. Photon Propagation and Photon Splitting in an external Field. by Z.Bialynicka-Birula and I.Bialynicki-Birula,  
1970, Phys. Rev. D, Vol.2, No.10, S. 2341
- [Bla 91] Analytic results for the effective action, von S. K. Blau, M. Visser und A. Wipf  
International Journal of Modern Physics A, vol.6, no.30, (1991), S.5409
- [Boe 07] Exploring the QED vacuum with laser interferometers  
von D. Boer und J.-W. van Holten, (2007), arXiv:/hep-ph/0204207v1
- [Bre 02] Measurement of the Casimir Force between Parallel Metallic Surfaces  
von G. Bressi, G. Carugno, R. Onofrio, G. Ruoso (2002),  
Phys. Rev. Lett. Vol. 88, no.4, S. 4549, S. 041804-1-4
- [Cas 48] On the attraction between two perfectly conducting plates.  
von H. B. G. Casimir (1948), Proceedings of the Section of Sciences, Koninklijke Nederlandse Akademie van Wetenschappen, S.795  
sowie H. B. G. Casimir und D. Polder, Phys. Rev. 73 (1948) S. 360
- [Cel 07] The Accelerated Expansion of the Universe Challenged by an Effect of the Inhomogeneities. A Review, von Marie-Noëlle Célérier arXiv:astro-ph/0702416 v2, 7. Jun. 2007
- [Che 06] Q & A Experiment to search for vacuum dichroism, pseudoscalar-photon interaction and millicharged fermions, von Sheng-Jui Chen, Hsien-Hao Mei, Wei-Tou Ni  
arXiv:hep-ex/0611050, 28 Nov 2006
- [Chu 99] Instantaneous Action at a Distance in Modern Physics: “Pro” and “Contra”  
von A. E. Chubykalo, V. Pope und R. Smirnov-Rueda  
Nova Science Publishers, ISBN1-56072-718-7
- [Dow 78] Quantum field theory of Clifford-Klein space-times. The effective Lagrangian and vacuum stress-energy tensor, von J. S. Dowker und R. Banach  
J. Phys. A: Math. Gen., vol.11, no.11 (1978), S. 2255
- [Efs 02] The Monthly Notices of the Royal Astronomical Society  
von George Efstathiou, Volume 330, No. 2, 21. Feb. 2002
- [Fey 97] Quantenelektrodynamik von R. P. Feynman  
Deutsche Übersetzung von 1997 im Oldenbourg Verlag, ISBN 3-486-24337-3
- [Gia 00] Field correlators in QCD. Theory and Applications  
von A. Di Giacomo, H. G. Dosch, V. I. Shevchenko, Yu. A. Simonov  
2000, arXiv:/hep-ph/0007223
- [Giu 00] Das Rätsel der kosmologischen Vakuumenergiedichte und die beschleunigte Expansion des Universums, von Domenico Giulini und Norbert Straumann  
arXiv:astro-ph/0009368 v1 22 Sep 2000

- [Goe 96] Einführung in die spezielle und allgemeine Relativitätstheorie  
von H. Goenner, (1997), Spektrum Akademischer Verlag, ISBN 3-86025-333-6
- [Hei 36] Folgerungen aus der Diracschen Theorie des Positrons  
von W. Heisenberg und H. Euler, 22.Dez.1935, Zeitschrift für Physik (1936), S.714
- [Hoo 72] Regularization and renormalization of gauge fields  
von G. 't Hooft und M. Veltman, Nuclear Physics B44 (1972) S.189
- [Jac 81] Klassische Elektrodynamik  
von John David Jackson, Walter de Gruyter Verlag, ISBN 3-11-007415-X (1981)
- [Kle 08] Photoproduction in semiconductors by onset of magnetic field  
von Hagen Kleinert und She-Sheng Xue, EPL, 81 (März 2008) 57001
- [Kli 03] Elektromagnetische Feldtheorie  
von H. Klingbeil (2003), Teubner Verlag, ISBN 3-519-00431-3
- [Köp 97] Einführung in die Quantenelektrodynamik  
von G. Köpp und F. Krüger, 1997, B.G.Teubner Verlag, ISBN 3-519-03235-X kart.
- [Kuh 95] Quantenfeldtheorie  
von W. Kuhn und J. Strnad, 1995, Vieweg Verlag, ISBN 3-528-07275-X (Paperback)
- [Lam 07] The first axion ?  
von Steve Lamoreaux, Nature, Vol.441, Seiten 31-32 (2006)
- [Lan 97] Lehrbuch der theoretischen Physik, von L. D. Landau und E. M. Lifschitz  
(spez. Band 2, Feldtheorie), 1997, ISBN 3-8171-1327-7
- [Man 93] Quantenfeldtheorie von Franz Mandl, Graham Shaw, 1993, Aula-Verlag, ISBN 3-89104-532-8  
Hinweis: Es gibt auch eine englischsprachige Verison: Quantum Field Theory, Rev.Ed., John Wiley und Sons, Ltd.) ISBN 0-471-94186-7
- [Moh 98] Precision Measurement of the Casimir Force from 0.1 to 0.9  $\mu\text{m}$   
von U. Mohideen und A. Roy (1998), Phys. Rev. Lett. Vol. 81, no.21, S. 4549
- [Per 98] Measurements of  $\Omega$  and  $\Lambda$  from 42 high-redshift Supernovae  
von S. Perlmutter, et. al., arXiv:astro-ph/9812133, 8. Dez. 1998
- [Rie 98] Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a  
Cosmological Constant, von Adam G.Riess, et. al., arXiv:astro-ph/9805201
- [Rik 00] Magnetolectric birefringences of the quantum vacuum  
G. L. J. A. Rikken and C. Rizzo, 2000, Phys. Rev. A, Vol.63, 012107
- [She 01] Possible vacuum-energy releasing  
von She-Sheng Xue, Physics Letters B 508 (2001)
- [She 03] Magnetically induced vacuum decay  
von She-Sheng Xue, Phys. Rev. D 68 (2003) 013004
- [Sve 00] Precise Calculation of the Casimir Force between Gold Surfaces  
von V. B. Svetovoy und M. V. Lokhanin (2000)  
Modern Physics Letters A, vol.15, nos. 22 & 23, S.1437
- [Teg 02] Measuring Spacetime: from Big Bang to Black Holes  
von Max Tegmark, arXiv:astro-ph/0207199 v1 10 Jul 2002  
Slightly abbreviated version in: Science, 296, 1427-1433 (2002)
- [Tip 03] Moderne Physik, von P.A.Tipler und R.A.Llewellyn  
Oldenbourg Verlag (2003), ISBN 3-486-25564-9
- [Ton 03] Cosmological Results from High-z Supernovae  
von John L. Tonry, et. al., arXiv:astro-ph/0305008, 1. Mai 2003
- [Tur 07a] Two Paradoxes of the Existence of electric Charge  
von Claus W. Turtur: <http://arXiv.org/abs/0710.3253> (Oktober 2007)
- [Tur 07b] Two Paradoxes of the Existence of magnetic Fields, von Claus W. Turtur  
PHILICA.COM, ISSN 1751-3030, Article number 113, (19. December 2007)
- [Tur 08a] A Motor driven by Electrostatic Forces, von Claus W. Turtur  
PHILICA.COM, ISSN 1751-3030, Article number 119, (18. Februar 2008)
- [Tur 08b] Conversion of vacuum-energy into mechanical energy: Successful experimental Verification,  
von Claus W. Turtur, PHILICA.COM, ISSN 1751-3030, Article number 124, (2. April 2008)
- sowie  
Conversion of vacuum-energy into mechanical energy  
von Claus W. Turtur, The General Science Journal, ISSN 1916-5382 (5. Juni 2008)  
Im Internet abrufbar unter <http://wbabin.net/physics/turtur.pdf>
- [Whe 68] Einsteins Vision  
Wie steht es heute mit Einsteins Vision, alles als Geometrie aufzufassen ?  
von John Archibald Wheeler, Springer Verlag, 1968
- [Zav 06] Experimental Observation of Optical Rotation Generated in Vacuum by a Magnetic Field, von  
E.Zavattini, et. al., Phys. Rev. Lett. 96, 110406 (2006)
- [Zav 07] New PVLAS results and limits on magnetically induced optical rotation and ellipticity in  
vacuum, von E.Zavattini, et. al., arXiv:0706.3419v2 (Sept.-26-2007)