

Löschverschiebungsprinzip "Extinction Shift Principle"; eine rein klassische Alternative zu der Allgemeinen und Speziellen Relativitätstheorie

E. Dowdy*¹ and E. Kaucher^{2**2}

¹ 8150 Lakecrest Drive, No. 321, Greenbelt, Maryland 20770, USA

² Universität Karlsruhe, Germany

Received XXXX, revised XXXX, accepted XXXX

Published online XXXX

Key words emission theory, secondary source, Euclidean Space Geometry

Zusammenfassung

Die Formeln der allgemeinen als auch der speziellen Relativitätstheorie als Lösung der verschiedenen experimentellen Beobachtungen lassen sich in einer rein klassischen Galilei-Raum-Zeitwelt, also mit den Galilei-Transformationen der Geschwindigkeiten im Euklidischen Raum, und auf der Basis des sogenannten Löschverschiebungsprinzips der Primärphotonen und deren Wiederersetzen mit Sekundärphotonen, herleiten. Das Verfahren lässt sich leicht auch auf die Gravitonen anwenden. Die Transformationsgleichungen werden auf die Gravitation als auch auf den Elektromagnetismus in einem theoretisch idealen Vakuum angewandt. Die Lösungen benötigen auch im Galileischen Raum keine Annahmen einer mediumabhängigen Geschwindigkeit. Dieses hier vorgeführte mathematische Prinzip führt jedoch im Galileischen Raum direkt zu denselben Lösungen der Probleme der allgemeinen als auch der speziellen Relativitätstheorie. Die mathematischen Illustrationen dieser Emissionstheorie zeigen, daß eine direkte Messung oder Beobachtung einer Primärwelle nicht möglich ist und daß weder die Primärwellenlänge noch die Geschwindigkeit der Primärwelle, in Übereinstimmung mit den bisherigen Beobachtungsbeweisen, gemessen werden kann. Aus diesem Grund wird dieser Effekt als "Löschverschiebungsprinzip" (engl. "Extinction Shift Principle") bezeichnet. Ein ruhender Beobachter mißt, als eine direkte Konsequenz dieser Emissionseffekte, eine Transvers-Relative-Zeitverschiebung, eine mathematische Äquivalenz zur relativistischen Zeitdilatation. In ähnlicher Weise wird gezeigt, daß die Wellengleichung unter den richtig angewandten Galilei-Transformationen im Euklidischen Raum invariant sind. Somit führt das hier beschriebene klassische Prinzip zur Ableitung **derselben** Gleichungen wie die der Speziellen und Allgemeinen Relativitätstheorie, hier jedoch auf rein klassischer Basis und es wird mathematisch illustriert, daß diese Emissionstheorie in einheitlicher Weise auf Lichtphoton, auf die Gravitation als auch auf den Elektromagnetismus angewendet werden kann.

Abstract

The formulas of both General as well as Special Relativity, as solutions of the various experimental observations, can be derive from a pure classical treatment under Galilean transformations of velocities in Euclidean Space Geometry, on the basis extinction and re-emission the primary photon and the replacement thereof with a secondary photon, and likewise, with the exchange of gravitons. The transformations are successfully applied to both, gravitation as well as electromagnetism, of a theoretically ideal vacuum. The solutions require no assumptions of Space-Time or distortions of the space and dilation of the time. The principle leads directly to the exact solutions of the problems of General as well as Special Relativity. The mathematical illustrations of this emission theory predict that a direct measurement or observation on a primary wave is not possible and that neither primary wavelength nor the velocity of the primary wave, consistent with observational evidence, is measurable. For this reason, this effect is coined as the Extinction Shift Principle. As a direct consequence of these emission effects, a resting observer measures a Transverse Relative Time Shift, a mathematical equivalence of the relativistic Time Dilation. A similar mathematical treatment shows that the wave equations are invariant under Galilean Transformations of Velocities in Euclidean Space. Applying the very same rules to gravitation, an important set of problems of General Relativity is solved. It is herewith demonstrated that the very same theory is applicable to both gravitation and electromagnetism.

* E. Dowdy E-mail: gravityfindings@gmail.com

** E. Kaucher E-mail: edgar.kaucher@gmx.de

1 Eine Einführung in die Emissionstheorie

Ehemalige Emissionstheoretiker wie zum Beispiel Sir Isaac Newton (1642-1727), Pierre Simon de Laplace (1749-1827), Jean-Baptiste Biot (1774-1862), Sir David Brewster (1781-1868) und Walter Ritz (1878-1909) waren - wie genauere mathematische Untersuchungen zeigen - durchaus mit ihren rein klassischen Ideen auf dem richtigen Pfad. Wie die Literatur zeigt, sind eine Menge Emissionstheorien in den letzten Jahrhunderten entstanden und wieder in Vergessenheit geraten. Das hier dargestellte *Löschverschiebungsprinzip* ist in diesem Sinne auch eine Emissionstheorie. Entscheidend ist, daß eine klare Unterscheidung zwischen **messbar** und **berechenbar** gemacht wird. [1] In dieser Arbeit werden die Formeln der allgemeinen als auch der speziellen Relativitätstheorie als Lösung der verschiedenen experimentellen Beobachtungen in einer rein klassischen Galilei-Raum-Zeitwelt hergeleitet, also mit den Galilei-Transformationen der Geschwindigkeiten $c' = c + v$ im Euklidischen Raum und durch konsequente Anwendung der Hauptaxiome des *Löschverschiebungsprinzips*, die in vieler Hinsicht sehr ähnlich zu den Fourier-Huygens-Prinzipien sind. Für die rein klassischen korrekten Herleitungen der Formeln der Allgemeinen und Speziellen Relativitätsprinzipien in der Galileischen Raum-Zeitwelt benötigen wir absolut keine Annahmen über eine mediumabhängige Geschwindigkeit (*Äther*) noch über eine Verzerrung des Standardkoordinatensystems von Raum und Zeit (funktionale Abhängigkeit zwischen Raum und Zeit). Wir zeigen somit, dass es weder eine wirkliche Zeitdilatation noch eine Raum-Zeitverkrümmung gibt. Sie ist nur eine messtechnische Erscheinung, also ein Beobachtungsproblem, denn die mathematischen Folgerungen der vorliegenden *Löschverschiebungsprinzip* zeigen, daß eine direkte Messung oder Beobachtung jeder Primärwelle absolut nicht möglich ist, insbesondere daß weder die Primärwellenlänge noch die Geschwindigkeit der Primärwelle durch eine Beobachtung gemessen werden können.

Es wird folglich mathematisch demonstriert, daß die Annahmen der Relativitätstheorien nicht benötigt werden. Es wird nur eine rein klassische Behandlung unter Anwendung der Galilei-Transformationen der Geschwindigkeiten $c' = c + v$ im Euklidischen Raum benötigt. Eine theoretische Annahme von einer Verzerrung des Raumes und Dilatation der Zeit wird in dieser Emissionstheorie nicht nötig und werden sowieso im euklidischen Raum nicht betrachtet. Die vorliegende Theorie ist in der Lage alle bisher beobachteten Phänomene mit rein klassischen Mitteln zu beschreiben. Die Konsequenzen aus den Ergebnissen dieser Arbeit sind weitreichend, denn es zeigt sich, dass die objektive Wirklichkeit sich wesentlich einfacher, elementarer verhält, als es die Messungen und Beobachtungen darstellen. Offenbar verkomplizieren die Beobachtungen die wirklichen Naturphänomene und gaukeln so eine kompliziertere Welt vor, als sie wirklich ist. Damit stellt diese Arbeit zugleich eine Basis dar, um die Frage zu klären, welche verborgenen Parameter in der Quantentheorie die Ursache für die Quantenstatistik sind.

2 Einführung in das Löschverschiebungsprinzip

In der hier vorgelegten Emissionstheorie werden folgende Prinzipien zugrunde gelegt:

- i Jede Primärwelle (Primärphoton oder interferenzenfreies Licht) - wo immer sie herkommen mag und über die keine sonstigen Informationen vorliegen wird stets gelöscht, sobald eine Beobachtung oder sonstige Wechselwirkung stattfindet, und es wird eine Sekundärwelle mit löschverschobenen Wellenlänge derselben Frequenz im Bezugssystem der Interferenz neu emittiert. Eine Primärwelle läßt sich nicht durch Beobachtung mittels irgendwelchen interferierenden Geräten vermessen. Eine Primärwelle kann immer nur indirekt vermessen werden. Sie ist stets nicht direkt messbar.

- ii Der Energieerhaltungssatz wird dadurch nicht verletzt. (Energie kann weder erzeugt noch vernichtet werden.)
- iii Die Lichtgeschwindigkeit ist stets konstant in Bezug zur Primärquelle (jedoch nicht im allen Bezugssysteme).
- iv Der Raum ist Euklidisch und es gilt die Galilei-Transformation der Geschwindigkeiten $c' = c + v$.
- v Die interferenzenfreie Lichtwelle (Primärphotonen) breitet sich immer geradlinig aus.

Eine rein klassische Behandlung des Elektromagnetismus und der Gravitation mit Berücksichtigung des Transitzeiteffektes benötigt nur eine Anwendung der Galilei-Transformationen der Geschwindigkeiten $c' = c + v$ im Euklidischen Raum. Es wird in diesem *Löschverschiebungsprinzip* stets die *ungestörte Natur* einer noch-nicht-gemessenen oder von einer "interferenzenfreien" Primärwelle betrachtet und dazu jede durch Messung verursachte Störung.

In dieser Emissionstheorie werden die Galilei-Transformationen auf die sich fortpflanzenden interferenzenfreien Wellen eines theoretisch *idealen Vakuums* direkt angewandt. Unter **ideales Vakuum** wird definitionsgemäß die Abwesenheit von strahlenabsorbierender Materie bzw von Sekundärquellen in einem Raumgebiet verstanden. Solch ein interferenzenfreies Raumgebiet ermöglicht eine *interferenzenfreie* Bewegung von *Primärwellen*, deren Geschwindigkeit genau c bezüglich der *Primärquelle* ist. Diese *interferenzenfreie nicht meßbare Primärwelle* hat in einem zweien Bezugssystem, daß sich mit v relativ zum Primärsystem bewegt, die Geschwindigkeit $c + v$, d.h. die *Primärquelle* selbst bewegt mit der Geschwindigkeit v relativ zum zweiten Bezugssystem. Der Zwischen-atomraum eines Festkörpers oder eine Stelle sehr tief im interstellaren Raum des Weltalls kann solch einem idealen Vakuum sehr nahe kommen. Es wird hiermit mathematisch veranschaulicht, daß die Lösungen absolut keine Annahmen einer medium-abhängigen Geschwindigkeit oder eines *luminiferous Äther* erfordern.

Die Tatsache, daß weder die *Primärwellenlänge* noch die *Geschwindigkeit* der Primärwelle meßbar ist, hat zur Folge, daß die Primärwelle selbst durch alle Meßversuche ausgelöscht wird und somit sich nie direkt vermessen lässt. Es kann immer nur eine Sekundäremission beobachtet werden. Unter den richtig angewendeten Galilei-Transformationen der Geschwindigkeiten im euklidischen Raum folgt ferner, daß nur die Frequenz der mit Geschwindigkeit c sich fortpflanzenden Sekundärwelle im Bezugssystem der Interferenz beobachtbar ist, was bestätigt, daß eine Löschung oder Vernichtung der Primärwelle, welche von ihrer beweglichen Primärquelle direkt ausgestrahlt wird, wirklich stattfindet. Die ausgelöschte Primärwelle wird also stets durch eine Sekundärwelle als Folge direkter Interferenz bei allen möglichen Meßversuchen ersetzt und wird direkt von der Sekundärquelle mit löschverschobener "extinctionshifted" Wellenlänge neuemittiert. Die Sekundärquelle ist hier ein Fenster, eine Linse oder ein Spiegel des Meßapparates. Aus diesem Grund wird dieser Effekt in dieser Arbeit als das *Löschverschiebungsprinzip "Extinction Shift Principle"* bezeichnet.

Als direkte Konsequenz dieses Emissionseffektes, mißt ein ruhender Beobachter eine transversrelative Zeitverschiebung "Transverse Relative Time Shift", die mathematisch äquivalent zur Zeitdilatation der Relativitätstheorie ist. Wendet man die Galilei-Transformationen der Geschwindigkeiten im euklidischen Raum auf die Wellengleichungen und speziell auch auf die Gleichungen der Elektrodynamik an, so stellen wir fest, daß sie invariant sind. Die gleichen Prinzipien dieser Emissionstheorie, nunmehr angewandt auf die Galilei-Transformationen der Geschwindigkeiten der Gravitonen der Gravitation, illustrieren mathematisch, daß auch die Probleme der allgemeinen Relativitätstheorie eine rein klassischen Lösung haben. Man kann genau dieselben Hauptaxiome des *Löschverschiebungsprinzips* auf die Emission und Re-Emission (Austausch) der Gravitonen im euklidischen Raum anwenden um den Effekt der Periheldrehung des Merkurs, den Effekt der Periheldrehung des PSR1913+16 Binärpulsarsystems, den sogenannten Effekt der Gravitationsrotverschiebung, den beobachteten Effekt der Lichtkrümmung um die Sonne und anderer

Gestirne, usw, auf rein klassischem Weg berechnen.

Ein signifikantes Ergebnis dieser Emissionstheorie ist daher, wie wir oben schon feststellten, daß weder die **Wellenlänge** noch die **Geschwindigkeit** einer interferenzenfreien Primärwelle meßbar ist. Eine direkte Folge dieses Prinzips ist, daß irgendeine Kenntnis der Bewegungsgeschwindigkeit eines einzelnen Photons zu allen gewöhnlichen Beobachtern in der realen und materiellen Welt verweigert wird. Jede Kenntnis der Bewegung oder Geschwindigkeit eines gewissen Photons oder über eine Welle **erfordert mehr als eine einzige direkte Vermessung von mindestens zwei verschiedenen Positionen und den entsprechenden Zeitpunkt der Ermittlung an diesen Positionen**. Da aber schon die erste Messung am Photon eine direkte Störung, ja sogar die Vernichtung des Primärphotons verursacht, ist der *interferenzenfreie* Flug des Primärphotons unterbrochen und es wird spontan ein Sekundärphoton emittiert mit *löschverschobenen* Informationen. Die *löschverschobene Wellenlänge* wird, wie in der Abbildung (Figure 1) dargestellt:

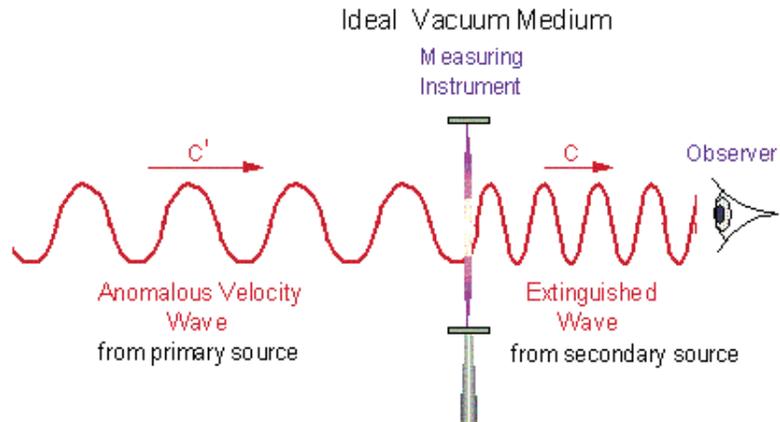


Fig. 1: Ein interferenzwirkender Beobachter in einem Bezugssystem 1, verschieden zu einem anderen Bezugssystem 2 der Primärquelle, versucht eine von der Primärquelle emittierten *interferenzenfreien Primärwelle* zu vermessen.

Ein Primärphoton oder eine Primärwelle wird, wie dargestellt, von dem interferenzwirkenden Meßapparat gelöscht und seine **wahre** Wellenlänge wird dadurch *löschverschoben* als Sekundärphoton (-welle) wieder emittiert. Ein naiver Beobachter würde fälschlicherweise behaupten, daß die Geschwindigkeit der Welle immer c geblieben ist, da er ja immer nur im Meßapparat die dort lokal selbst erzeugten Sekundärphoton (-welle) mißt. Die experimentelle Bemühungen des letzten Jahrhunderts haben aus diesem Grund durch falsche Interpretation stets zu der Meinung geführt, nur eine absolute **Konstanz der Lichtgeschwindigkeit** beobachtet zu haben - nämlich die des letzten Meßapparates. Die Versuche wurden also einfach mißdeutet. Jedoch die erfolgreiche Herleitung derselben Gleichungen, wie sie gemäß der Relativitätstheorie bekannt sind, nunmehr auf der Basis der Hauptaxiomen des *Löschverschiebungsprinzips* auf klassischem Weg im Galileischen Raum, ist ein direkter Beweis der mathematischen Physik für die Korrektheit dieser Emissionstheorie. Dies zeigt, daß die in den Laboren der Natur stattfindenden Phänomene ihre rein klassischen Lösungen und Beschreibung unter Galileitransformationen haben, welche nur im Rahmen der *Geometrie der Euklidischen Räum*es der klassischen Galilei-Transformationen beschrieben werden können.

2.1 Über die Konstanz der Lichtgeschwindigkeit

Der Parameter c ist die Lichtgeschwindigkeitskonstante, welche sehr genau gemessen worden ist und beträgt exakt 299 792 458 Meter pro Sekunde im Vakuum. Es wurde schon oft gefragt, ob die Lichtgeschwindigkeit variabel ist und ob sie in früheren Zeiten des Universums einen anderen Wert hatte als

heute. Es handelt sich **keineswegs** um eine absolute **Konstante** c der Lichtgeschwindigkeit selbst, sondern die wichtigste Sache ist hier die **Konstanz** der Lichtgeschwindigkeit in den jeweiligen Bezugssystemen.

Es bleibt die entscheidende Frage: Hängt die *wahre, wirkliche Geschwindigkeit* einer elektromagnetischen Wellen oder der Gravitation in einem gegebenen Bezugssystem von der Relativbewegung der *Primärquelle* in einem anderen Bezugssystem ab oder nicht? Gilt die *Galileitransformation der Geschwindigkeiten*

$$c' = c + v \quad (1)$$

sowohl für den Elektromagnetismus als auch für die Gravitation? Die Antwort auf diese Fragen ist eindeutig "ja" auf Grund der Herleitungen der hier vorgelegten Emissionstheorie. Die mathematischen Illustrationen zeigen, daß diese Transformationsgleichungen, die nach dem berühmten italienischen Naturwissenschaftler und Mathematiker Galileo Galilei (1564-1642) [2] benannt wurde, auf die Physik des Photons und des Gravitons anwendbar sind. Die theoretischen Beweise, zusammen mit den zitierten Beobachtungsbeweisen, zeigen, daß die Geschwindigkeit des Lichtes **nicht** in allen Bezugssystemen konstant sein kann.

2.2 Über die Geradlinige Bewegung von Photonen und Gravitonen

Die geradlinige Bewegung von Photonen und Gravitonen [3] ist eine fundamentale Basis dieser Emissionstheorie. Als eine direkte Folge der Galileitransformationen der Geschwindigkeiten im Euklidischen Raum beweist das Prinzip dieser Emissionstheorie, daß ein interferenzenfreies Photon oder Graviton seine Flugrichtung **nicht** ändern kann. Die Flugrichtung kann im Euklidischen Raum ohne Interferenz vom Geradlinigkeitsverhalten nie abweichen. Das entlang dem interferenzfreien Weg sich geradlinig bewegendes Primärphoton verursacht am Ort der Interferenz eine Re-emission eines neuen Sekundärphotons mit neuer geradliniger Bewegung. Dieses so fundamentale Phänomen der geradlinigen Bewegung wurde bisher in modernen Lehrbüchern der Physik nicht mehr behandelt oder berücksichtigt, weshalb es beinahe schon in Vergessenheit geraten ist.

Der Lichtablenkungseffekt am Sonnenrand ist ein solches Beispiel. Der exakte Wert dieses Lichtablenkungseffektes am Sonnenrand läßt sich mit einer durch die Gravitation indirekt bewirkte kontinuierliche Aneinanderreihung von Sekundärquellen im Sonnenplasma erklären, [1] womit eine rein klassische Erklärung der scheinbaren Raumverzerrungsannahme des Allgemeinen Relativitätstheorie vorgelegt ist. Die Emissionsrichtung der jeweiligen Sekundärstrahlung als direkte Folge der Relativphase, der geradlinigen Bewegung des Photons und des Energieerhaltungssatzes ähnlich wie in einer kontinuierlichen Lichtbrechung, führt direkt zur Herleitung des beobachteten Lichtablenkungseffektes, also nur mit den Grundbegriffen der Optik. [3]

In allen lichtbrechenden Medien wird das Photon dauernd neuen Lös- und Emissionsprozessen unterworfen, von primär zu sekundär, von sekundär zu tertiär, usw., bis zu vielen weiteren Emissionsprozessen. Jeder Emissionsprozess beschreibt eine kurze geradlinige Strecke des Photons. Jedes Segment ist eines von sehr vielen kürzeren geradlinigen Segmenten entlang dessen das wiederemittierte Photon oder ausgetauschte Graviton sich jeweils geradlinig bewegt. Der interstellare Raum liefert enorm viele Beobachtungsbeweise dafür. Ein Beispiel ist das Solareplasma, welches für den Lichtablenkungseffekt am Sonnenrand verantwortlich ist.

2.3 Zur Definition der Lösverschiebung

Im Gegensatz zur Dopplerverschiebung findet im Falle der Interferenz eine Sekundäremission statt. Die interferenzenfreie Primärwelle läßt sich nie beobachten. Die "*interferenzenfreie*" Primärwelle wird einfach gelöscht und eine Sekundärwelle mit lösverschobener Wellenlänge wird spontan re-emittiert.

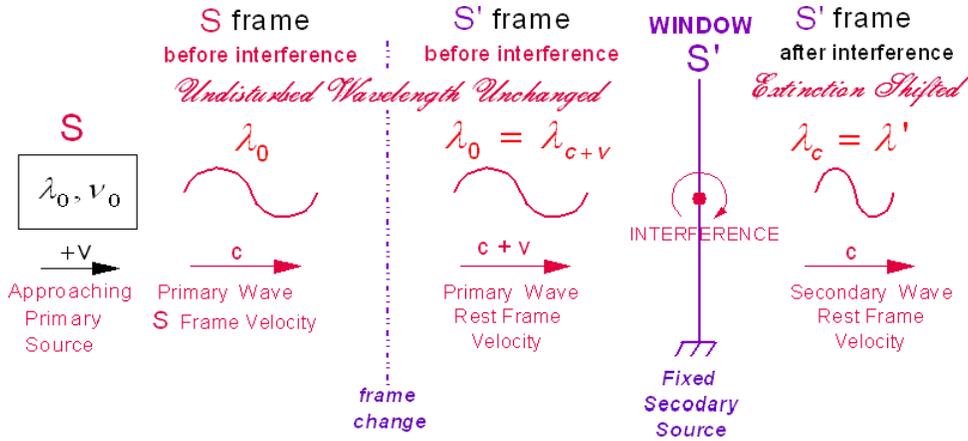


Fig. 2: Eine vom Bezugssystem unabhängige *Primärwelle* wird als eine Sekundärwelle wieder emittiert. Die Wellenlänge der Sekundärwelle wird als Konsequenz der Emissionstheorie *löschverschoben* sein.

Wie graphisch dargestellt, bewegt sich eine *Primärwelle* mit einer vom Bezugssystem unabhängigen Wellenlänge, vom Bezugssystem der Primärquelle bis zum Bezugssystem der Sekundärquelle, und wird erst beim interferenzwirkenden Fenster als eine Sekundärwelle mit *löschverschobener* Wellenlänge wieder emittiert. Wie graphisch dargestellt, von links bis rechts, eine von der Primärquelle schon emittierte Primärwelle hat die interferenzenfreie Wellenlänge λ_{c+v} und nähert sich von links mit der Geschwindigkeit $c + v$ relativ zum dargestellten ruhenden Interferenz-Bezugssystem. Die *Primärwelle* wird an der Stelle der Interferenz gelöscht und spontanerweise wird eine neue Sekundärwelle mit löschverschobener Wellenlänge λ_c und Geschwindigkeit c relativ zur interferenzwirkenden Sekundärquelle (fixed interference) wieder emittiert. Die Relativfrequenz der Sekundärwelle ist genau gleich der Relativfrequenz der Primärwelle (Energieerhaltung) bezüglich jedem Beobachter im Bezugssystem der Interferenz.

Im Falle einer sich **nähernden Quelle** wie oben dargestellt wird, hat die neue re-emittierte Sekundärwelle eine kürzere Wellenlänge von

$$\lambda_c < \lambda_{c+v} \tag{2}$$

und bewegt sich mit der Geschwindigkeit c relativ zur Stelle der Interferenz, die neue Sekundärquelle. Da die Primärwelle und die Sekundärwelle gleiche Frequenz ν zu jedem Beobachter im Bezugssystem der Interferenz haben, so ist auch das Verhältnis der Geschwindigkeit zur Wellenlänge der Primärwelle gleich das Verhältnis der Geschwindigkeit zur Wellenlänge der Sekundärwelle.

Für eine sich nähernden Primärquelle ist immer:

$$\frac{c + v}{\lambda_{c+v}} \Big|_{\text{Vor der Interferenz}} = \nu = \frac{c}{\lambda_c} \Big|_{\text{Nach der Interferenz}} \tag{3}$$

Im Falle einer sich entfernenden Primärquelle hat die neue re-emittierte Sekundärwelle eine längere Wellenlänge

$$\lambda_c > \lambda_{c-v} \tag{4}$$

und bewegt sich auch mit der Geschwindigkeit c relativ zur Stelle der Interferenz, welches die neue Sekundärquelle ist.

Für eine sich entfernenden Primärquelle ist immer:

$$\frac{c-v}{\lambda_{c-v}} \Big|_{\text{Interferenz Vor der}} = \nu = \frac{c}{\lambda_c} \Big|_{\text{Interferenz Nach der}} \quad (5)$$

Das Entscheidende, was die ehemaligen Forscher der Emissionstheorie übersehen haben, ist, daß der gewöhnliche Beobachter der realen Welt weder die *wahre Geschwindigkeit* $c \pm v$ noch die *interferenzenfreie Wellenlänge* $\lambda_{c \pm v}$ messen kann. Jedes Messgerät kann immer nur die Frequenz ν der Interferenz wahrnehmen, so wie sie im Bezugssystem der Interferenz wahrgenommen werden kann. So würde jeder Beobachter im Bezugssystem der Interferenz die gleiche Anzahl von ganzen Schwingungen aufzählen, die an einem fixierten Punkt pro Zeiteinheit vorbeipassieren, ganz gleich ob er das Ereignis vor dem Interferenzwirkenden Fenster oder das Ereignis nach dem Interferenzwirkenden Fenster beobachtet. Folglich ist die Anzahl der Schwingungen der Primärwelle, die in die Interferenz eingeht, genau gleich die Anzahl der Schwingungen der Sekundärwellen, die die Interferenz verlässt.

Die mathematische Herleitung demonstriert, daß eine Wellenlänge von einer Primärwelle nicht Dopplerverschoben werden kann, sondern wieder emittiert als eine *löschverschobene Sekundärwelle*. Die Primärwelle selbst wird von den Linsen und Fenstern des Meßapparats gelöscht und lässt sich nicht beobachten.

Die Lösung der Gleichung (3) für eine sich nähernden Quelle für λ_c ergibt

$$\lambda_c = \lambda_{c+v} \left(1 + \frac{v}{c}\right)^{-1} \quad (6)$$

Die Lösung der Gleichung (5) für eine sich entfernenden Quelle für λ_c ergibt

$$\lambda_c = \lambda_{c-v} \left(1 - \frac{v}{c}\right)^{-1} \quad (7)$$

So wird jede Primärwelle zusammen mit ihrer interferenzenfreien Wellenlänge an der Stelle der Interferenz gelöscht und dann spontan durch eine neue Sekundärwelle mit löschenverschobener Wellenlänge und mit der Geschwindigkeit c im Bezugssystem der Interferenz, wieder emittiert. Die Taylorentwicklung von (6) und (7) ergibt Glieder zweiter und höherer Ordnung, welche die mathematische Äquivalenz der relativistisch korrigierten Doppler-Verschiebung darstellt. Daraus folgt, daß jede Beobachtung eines realen Beobachters auf einer Primärwelle streng verboten ist. **Der wichtigste Unterschied zur ehemaligen Emissionstheorie sind die Hauptaxiome des Löschverschiebungsprinzips**, so daß eine klare Unterscheidung zwischen **messbar** und **berechenbar** zu treffen ist. [1]

Wir wollen zunächst von dieser Originalarbeit [1] einige mathematische Beispielfälle präsentieren.

3 Mathematische Anwendungen des Löschverschiebungsprinzips

3.1 Über die Invarianz der Wellengleichung

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = 0 \quad (8)$$

Es wird die mathematische Invarianz der Wellengleichung unter direkter Anwendung der Galileitransformationen der Geschwindigkeiten nach den Hauptaxiomen des *Löschverschiebungsprinzips* gezeigt [1], wobei die Regeln der Emissionen und Re-Emissionen in der Geometrie des Euklidischen Raums streng eingehalten werden.

Es wird angenommen:

- i Jede *interferenzenfreie* Primärwellen, nämlich, $\Phi = \Phi_0 \sin 2\pi(\nu t + \frac{1}{\lambda}x)$ wird bezüglich ihrer *Primärquelle* mit der Geschwindigkeit c emittiert. Bei jeder folgenden - also auch bei der ersten Interferenz - wird sie gelöscht und erneut mit der gleichen Geschwindigkeit c im Bezugssystem der Interferenz emittiert. Die *interferenzenfreie* Primärwelle pflanzt sich mit Geschwindigkeit $c' = c + v$ in allen anderen Bezugssystemen fort, die sich mit c relativ zum Bezugssystem der **Primärquelle** bewegen. Die re-emittierte *Sekundärwelle* $\Phi' = \Phi'_0 \sin 2\pi(\nu' t' + \frac{1}{\lambda'}x')$, mit der relativen Frequenz ν' und *Löschverschobener* Wellenlänge λ' , pflanzt sich mit Geschwindigkeit c bezogen auf die Sekundärquelle fort.
- ii Die *interferenzenfreie* (nicht meßbare) Wellenlänge λ , sofern sie sich frei von allen störenden Medien ausbreiten kann, bleibt unverändert im jeweiligen Bezugssystemen.
- iii Die Gesetze, die die Emissionen und die Re-Emissionen beschreiben, bleiben **unverändert** beim Übergang von einem Bezugssystem zu einem anderen Bezugssystem.

Als Konsequenz von i, ii, und iii folgt, daß jeder Beobachter nur scheinbar die Primärwelle misst, da die Primärwelle gelöscht wird und damit die ursprüngliche Geschwindigkeit verloren geht. Dies gilt in jedem Bezugssystem. Somit würde der Beobachter immer dieselbe Wellengleichung herleiten, weil die Geschwindigkeit der wieder emittierten Welle immer c im Bezugssystem der Interferenz also des Beobachters ist. Die wahre Geschwindigkeit ist $c' \neq c$ in allen anderen Bezugssystemen. Nur die *beobachtete Frequenz* und die *löschverschobene* Wellenlänge hängen vom Bezugssystem ab. Gemäß den *Hauptaxiomen des Löschverschiebungsprinzips*, (Siehe Appendix IV von **Reference** [1]), werden alle interferenzwirkenden Beobachter stets eine **Frequenz** und eine **Wellenlänge** messen, deren Produkt immer c ist. Im Bezugssystem der *Primärquelle*, ist die Geschwindigkeit der *Primärwelle* immer $\nu\lambda = c$ ausschließlich relativ zur *Primärquelle*.

Für irgend eine *sich nähernden Quelle* ist die Observable immer

$$\nu'\lambda' = [\nu(1 + \frac{v}{c})][\lambda(1 + \frac{v}{c})^{-1}] = \nu\lambda = c. \quad (9)$$

Für irgend eine *sich entfernende Quelle* ist die Observable immer

$$\nu'\lambda' = [\nu(1 - \frac{v}{c})][\lambda(1 - \frac{v}{c})^{-1}] = \nu\lambda = c. \quad (10)$$

Ein *hypothetischer*, nicht-interferenzwirkender Beobachter würde immerhin wahrnehmen, daß die Geschwindigkeit der *interferenzenfreien* Welle, die sich entlang der x Richtung des Bezugssystems und **streng** nach den Regeln der Galileitransformation der Geschwindigkeiten bewegt, unverändert bleibt. Die Wellenlänge dieser *interferenzenfreien* Welle lassen sich von dem materiellen interferenzwirkenden Beobachter der realen Welt **nicht** vermessen oder beobachten.

Der *hypothetische*, Beobachter, der sich streng an die Hauptaxiome des Löschverschiebungsprinzips hält und der die Regeln der Galileitransformationen und die Geometrie des Euklidischen Raums korrekt einhält, würde auch korrekt vorhersagen, daß jeder interferenzwirkende Beobachter immer den gleichen Betrag $\nu'\lambda' = \nu\lambda = c$ wahrnehmen würde.

Differenziert man die Gleichung $\Phi' = \Phi'_0 \sin 2\pi(\nu't' + \frac{1}{\lambda'}x')$ zweimal nach t' bzw nach x' , so ergibt sich für den interferenzwirkenden Beobachter die Gleichung

$$\frac{\partial^2 \Phi'}{\partial t'^2} = -\Phi'(2\pi)^2 \nu'^2 = \nu'^2 \lambda'^2 \frac{\partial^2 \Phi'}{\partial x'^2}. \quad (11)$$

Der interferenzwirkende Beobachter leitet, ohne Rücksicht auf sein Bezugssystem, infolgedessen dieselbe Wellengleichung her

$$\frac{\partial^2 \Phi'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 \Phi'}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2 \Phi'}{\partial z'^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi'}{\partial t'^2} = 0, \quad (12)$$

gültig für alle ν und λ für die stets die Bedingung $\nu'\lambda' = \nu\lambda = c$ erfüllt ist.

Hiermit zeigt sich, daß die **Wellengleichung invariant ist unter Galileitransformationen der Geschwindigkeiten** und mit den richtig angewandeten Hauptaxiomen des *Löschverschiebungsprinzips* bezüglich der Emissionen und Re-Emissionen in der Geometrie des Euklidischen Raumes.

3.2 Über die Transvers-Relative Zeitverschiebung

Wir lassen jetzt eine Lichtquelle mit der Geschwindigkeit v in einer transversalen Richtung relativ zum ruhenden Beobachter sich bewegen, wie in Figure 3 dargestellt wird. Nehmen wir einmal an, die Quelle habe ein Lebensdauer von τ_0 Sekunden und emittiert zwei Bursts oder zwei eng gebündelte explodierende Strahlen mit einer kugelförmigen Wellenfront und zwar eine Anfangs-Wellenfront bei der Geburt ($t = 0$) und eine End-Wellenfront bei ihrem Tod ($t = \tau_0$) entspricht τ_0 Sekunden.

Der ruhende Beobachter befindet sich im Abstand D , welcher der kleinst mögliche Abstand von der sich bewegenden Quelle entspricht. Die Anfangs-Wellenfront soll als eine Zeitreferenz dienen und wird so ausgestrahlt, dass es das Messgerät des Beobachters erst erreicht, wenn die sich bewegende Quelle jenen Punkt erreicht, für den gilt, daß eine vom Beobachter zur Quelle verlängerte Linie im rechten Winkel zum Pfad der sich bewegenden Quelle (*punktierte Linie*) steht. Es wird hiermit mathematisch erfaßt, dass der Unterschied zwischen den Ankunftszeiten der Anfangs-Wellenfront und der End-Wellenfront in Wirklichkeit $\tau' > \tau_0$ ist; eine *Transvers-Relative Zeitverschiebung*.

Als Konsequenz der Galileitransformationen und der geradlinigen Wege aller konstituierten Teile der Wellenfront folgt, daß *eine gleichzeitige Beobachtung von einem einzigen Beobachter sowohl des Anfangsignals als auch des Endsignals nicht möglich ist*. Die Anfangs-Wellenfront kommt mit der Geschwindigkeits

$c' = \sqrt{c^2 + v^2}$ an auf der Distanz von $\sqrt{D^2 + D^2 \frac{v^2}{c^2}}$ und wird in diesem Moment den Radius $D = \tau_0 c$ haben. Die End-Wellenfront wird im Abstand $\tau_0 v$ hinter dem Emissionspunkt der Anfangs-Wellenfront emittiert. Die End-Wellenfront wird an der Stelle des Beobachters mit einer Verzögerung von τ' Sekunden empfangen, währenddessen sich das geometrische Zentrum der kugelförmigen Wellenfront um die Länge $\tau' v$ vom Punkt ($t = 3$) bis zum Punkt ($t = 9$) verschiebt und zugleich in dieser Zeit sein Radius mit $\tau' c$ zugenommen hat.

Aus der Geometrie folgt, daß $(\tau' c)^2 = (\tau_0 c)^2 + (\tau' v)^2$. Als Lösung dieser Gleichung für τ' erhalten wir

$$\tau' = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (13)$$

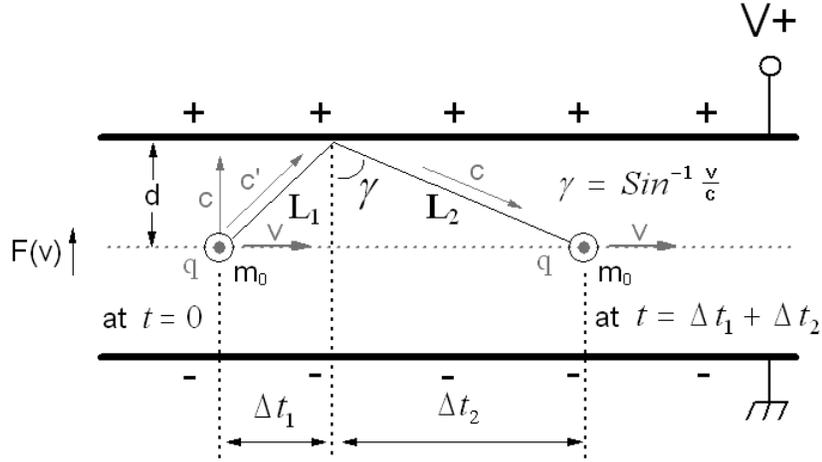


Fig. 4: Eine *Effektive Masse* im Vergleich mit der *Relativistischen Masse* als eine Funktion der Geschwindigkeit v relativ zum Bezugssystem des Apparats.

$c' = \sqrt{c^2 + v^2}$ zu den Wänden mit der Transit-Zeit $\Delta t_1 = \frac{L_1}{c'} = \frac{d}{c}$. Und dann von den Wänden des Apparats mit der Geschwindigkeit c zurück zum geladenen Teilchen mit der Transit-Zeit von $\Delta t_2 = \frac{L_2}{c} = \frac{d}{c \cos \gamma} = \frac{d}{c} (1 - \frac{v^2}{c^2})^{-\frac{1}{2}}$.

Hiermit ergibt sich eine effektive Zunahme der Transit-Zeit des Feldes auf eine effektive Zunahme der Weglänge des Feldes, d. h. vom Teilchen bis zu den Wänden des Apparats und dann zum Teilchen wieder zurück, und zwar eine Weglänge von $L_1 + L_2$. Von der Geometrie in der Abbildung $L_1 = \frac{c'}{c} d = d(1 + \frac{v^2}{c^2})^{-\frac{1}{2}}$ und $L_2 = d(1 - \frac{v^2}{c^2})^{-\frac{1}{2}}$. Zum Vergleichen mit dem statischen Fall von einem ruhenden Massenteilchen, ist die Weglänge einfach $2d$.

Das Verhältnis davon ist

$$\frac{L_1 + L_2}{2d} = (1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} + \frac{1}{8} \frac{v^4}{c^4} + \dots) \approx (1 - \frac{v^2}{c^2})^{-\frac{1}{2}} \quad (14)$$

und die Transit-Zeit ist

$$t = \Delta t_1 + \Delta t_2 = \frac{d}{c} [1 + (1 - \frac{v^2}{c^2})^{-\frac{1}{2}}] \approx \frac{d}{c} (1 - \frac{v^2}{c^2})^{-\frac{1}{2}}. \quad (15)$$

Folglich ist die *effektive* Entfernung $d_{eff} = d(1 - \frac{v^2}{c^2})^{-\frac{1}{2}}$, mit der die geschwindigkeitsabhängige *effektive* Kraft $F(v) = Eq = \frac{V}{2d_{eff}} q$ bestimmt wird. Daraus berechnet sich eine Beschleunigung von $a = \frac{F}{m} = \frac{V}{2d_{eff}} q \frac{1}{m_0} = \frac{V}{2d} q \frac{1}{m_{eff}}$, woraus eine *effektive*, **nicht** eine *wirkliche* Masse von

$$m_{eff} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (16)$$

anhand des *Löschverschiebungsprinzips* berechnet wird.

Eine Änderung für die effektive Masse ergibt sich aus

$$\Delta m = m_{eff} - m_0 = m_0 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} - m_0. \quad (17)$$

Das Gleichsetzen der Energie und der Änderung der *effektiven* Masse ergibt

$$m_0 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} - m_0 = \left[\frac{1}{2} m_0 v^2\right] \frac{1}{c^2} = E \frac{1}{c^2}. \quad (18)$$

und folglich ist die nötige Energie für diese *effektive* Massenänderung

$$E = \Delta m c^2. \quad (19)$$

3.4 Über den Effekt der Periheldrehung

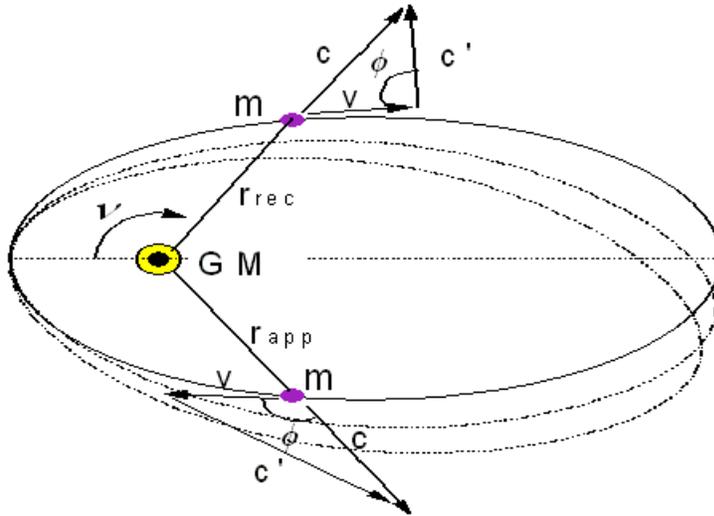


Fig. 5: Eine direkte Anwendung des *Löschverschiebungsprinzip* erlaubt uns, die Periheldrehung mittels einem Transit-Zeit-Effekt beim Austausch von Gravitonen zwischen sich umkreisenden Massenkörpern rein auf der Basis der Galilei-Transformationen im Euklidischen Raum zu berechnen. Die Geschwindigkeit c' ist die von den Gravitonen des Feldes der Masse M bezüglich der Masse m im dargestellten Teil des elliptischen Umlaufbahn. Der Einfachheit halber wird der Winkel ϕ so gewählt, daß er im Entfernungsfalle der Masse m stets zwischen den Geschwindigkeitsvektoren v und c' und im Annäherungsfalle zwischen den Geschwindigkeitsvektoren v und c eingeschlossen ist.

Als weiteres Beispiel berechnen wir den Effekt der Periheldrehung des Merkurs, welche allein mit Hilfe der Galilei-Transformation der Geschwindigkeiten im Euklidischen Raum berechnet wird. Wir betrachten dazu die Transit-Zeit des Gravitonen-Austausches zwischen den umkreisenden Massenkörpern, die sich mathematisch aus den relativem Bewegungsgeschwindigkeiten im Gravitationsfeld der beiden Massen formulieren und berechnen lässt. Dabei genügt es die einfache Theorie der Planetenbahnen nach Kepler zu Grunde zu legen. In der Tabelle werden wichtige astrophysikalische Parametern für diese Berechnung aufgelistet.

Geschwindigkeitsabhängige Parameter (Entfernungsfall(rec), Annäherungsfall(app))	Astrophysikale and Orbitale Parameter (für Merkur)
$r_{rec} = \text{effektive Länge (receding)}$	$GM = 1.3271544 \cdot 10^{20} m^3/s^2$
$r_{app} = \text{effektive Länge (approaching)}$	$a = 57.9 \cdot 10^9 m$
$F_{rec} = \frac{GMm}{r_{rec}^2}$	$e = 0.205633$
$F_{app} = \frac{GMm}{r_{app}^2}$	$r = a(1 - e^2)/(1 + e \cos \nu)$
$c'_{rec} = \sqrt{c^2 - v^2 + 2vc' \cos \phi}$	$\omega = \sqrt{\frac{GM}{r^3}}$
$\approx \sqrt{c^2 - v^2 + 2vc \cos \phi}$	
$c'_{rec} = c(1 - \frac{v^2}{c^2} + 2\frac{v}{c} \cos \phi)^{\frac{1}{2}}$	$v = \sqrt{\frac{GM}{r}}$
$c'_{app} = \sqrt{c^2 + v^2 - 2vc \cos \phi}$	
$c'_{app} = c(1 + \frac{v^2}{c^2} - 2\frac{v}{c} \cos \phi)^{\frac{1}{2}}$	$\frac{v^2}{c^2} = 2.663 \cdot 10^{-8}$

Table 1: Die Tabelle listet auf: die effektive Weglänge, die resultierende effektive Kraft und die resultierenden Geschwindigkeitstransformationen gemäß der Geometrie (Figure 5) für den Entfernungs- und den Annäherungsfall, die wichtigen astrophysikalischen Parameter, soweit sie nötig sind für die Berechnung des Effekts der Periheldrehung.

Ein Einweg-Transit-Zeit-Effekt der Gravitationswechselwirkung zwischen Massenteilchen im Abstand r ergibt sich im Entfernungsfall zu $\tau_{rec} = \frac{r}{c_{rec}}$, im Annäherungsfall zu $\tau_{app} = \frac{r}{c_{app}}$. Aus der Tabelle, lesen wir, daß jedes sich von einem anderen sich entfernenden Massenteilchen die galileitransformierte Geschwindigkeit $c'_{rec} = c(1 - \frac{v^2}{c^2} + 2\frac{v}{c} \cos \phi)^{\frac{1}{2}}$ im Gravitationsfeld des anderen Massenteilchens hat.

Damit erhält man den effektiven Abstand von $r_{rec} = c\tau_{rec} = r(1 - \frac{v^2}{c^2} + 2\frac{v}{c} \cos \phi)^{-\frac{1}{2}}$. Die mittlere Orbitalgeschwindigkeit des Merkurs ist $v_{Mercury} = 48.96 km/sec$ und somit $\frac{v_{Mercury}}{c} = 1.632 \cdot 10^{-4}$. Gemäß der Tabelle kann man leicht die Geschwindigkeit c' berechnen. Wir setzen approximativ $2vc' \cos \phi \approx 2vc \cos \phi$ und erhalten auf diese Weise $2\frac{v}{c} \cos \phi \approx 2\frac{v}{c} \cos \phi$, da annähernd $\frac{c'}{c} \approx 1$. Wir werden später sehen, daß sich die Glieder mit $\frac{v}{c} \cos \phi$ wegen Änderung der Vorzeichen und der Symmetrie der elliptischen Umlaufbahn gegenseitig wegheben werden.

Hiermit ergibt sich sowohl für den Entfernungsfall als auch für den Annäherungsfall, daß der Winkel ϕ etwas größer als $\frac{\pi}{2}$ ist verursacht dadurch, daß die Glieder mit $\cos \phi$ im Laufe des Geschehens auf Grund der Symmetrie dieselben negativen Werte annehmen. Für den Entfernungsfall, erhalten wir also für die effektive Weglänge des gravitationalen Einflusses

$$r_{rec} \approx r(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} - \frac{v}{c} \cos \phi) \quad \text{also} \quad r_{rec} > r. \quad (20)$$

Analog erhalten wir für den Annäherungsfall die effektive Weglänge des gravitationalen Einflusses zu

$$r_{app} \approx r(1 - \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} + \frac{v}{c} \cos \phi) \quad \text{also} \quad r_{app} < r. \quad (21)$$

Mit den orbitalen Parametern aus der Tabelle ist die Winkelgeschwindigkeit $\omega = \sqrt{\frac{GM}{r^3}}$ welche sich leicht im Entfernungsfall bestimmen läßt zu

$$\omega_{rec} = \sqrt{\frac{GM}{r_{rec}^3}} = \sqrt{\frac{GM}{r^3}} (1 - \frac{v^2}{c^2} + 2\frac{v}{c} \cos \phi)^{\frac{3}{4}}. \quad (22)$$

bzw. im Annäherungsfall zu

$$\omega_{app} = \sqrt{\frac{GM}{r_{app}^3}} = \sqrt{\frac{GM}{r^3}} \left(1 + \frac{v^2}{c^2} - 2\frac{v}{c} \cos \phi\right)^{\frac{3}{4}}. \quad (23)$$

Die mittlere Orbitalgeschwindigkeit des Merkurs erlaubt die Annahme, daß $\frac{v}{c} \ll 1$, und damit im Entfernungsfall $\omega_{rec} \approx \sqrt{\frac{GM}{r^3}} \left[1 - \frac{3}{4} \frac{v^2}{c^2} + \frac{3}{2} \frac{v}{c} \cos \phi\right]$

Die Winkelgeschwindigkeit ω als Funktion der Geschwindigkeit v ergibt sich im Entfernungsfall aus

$$\frac{d}{dv} \omega_{rec} = \sqrt{\frac{GM}{r^3}} \left[-\frac{3}{2} \frac{v}{c^2} + \frac{3}{2} \frac{1}{c} \cos \phi\right]. \quad (24)$$

mit $\Delta \omega_{rec} = \omega \left(-\frac{3}{2} \frac{v}{c^2} + \frac{3}{2} \frac{1}{c} \cos \phi\right) \Delta v$, wobei $\omega = \sqrt{\frac{GM}{r^3}}$.

$$\Delta \omega_{rec} |_{\Delta v = +v} = \omega \left(-\frac{3}{2} \frac{(+v)^2}{c^2} + \frac{3}{2} \frac{(+v)}{c} \cos \phi\right) \quad (25)$$

Analog erhalten wir im Annäherungsfall,

$$\Delta \omega_{app} |_{\Delta v = -v} = \omega \left(+\frac{3}{2} \frac{(-v)^2}{c^2} - \frac{3}{2} \frac{(-v)}{c} \cos \phi\right) \quad (26)$$

Eine Nettoänderung der Winkelgeschwindigkeit des Merkurs für einen kompletten Umlauf ergibt sich damit zu $\Delta \omega = \Delta \omega_{rec} - \Delta \omega_{app}$ als eine Funktion zweiter Ordnung von $\frac{v}{c}$.

$$\Delta \omega = \omega \left[-\frac{3v^2}{2c^2} - \left(+\frac{3v^2}{2c^2}\right)\right] \quad (27)$$

Wir sehen sofort, daß bei Anwendung der Galilei-Transformation der Geschwindigkeiten, die ersten Glieder mit $\frac{v}{c} \cos \phi$ wegen der Änderung der Vorzeichen während des Übergangs vom sich entfernenden Abschnitt bis zum nähernden Abschnitt der Umlaufbahn des Merkurs aufgehoben werden. Wie oben schon erwähnt, hatten wir der Einfachheit halber ϕ so geschickt gewählt, so daß dadurch, wie aus Abbildung (Figure 5) zu sehen ist, die resultierende Geschwindigkeit c der Gravitonen des gravitationalen Feldes der solaren Masse M in Richtung der Masse m des Merkurs, stets den Winkel ϕ zur relativen orbitalen Geschwindigkeit v des Merkurs hat, wobei $\frac{v}{c} \ll 1$. Für den Annäherungsfall wurde wegen $\frac{c'}{c} \approx 1$ die resultierenden Geschwindigkeit c gewählt. Auf Grund der Symmetrie der elliptischen Umlaufbahn des Merkurs, sieht man leicht, daß der Winkel ϕ sowohl im entfernenden Teil ($0 < \nu < \pi$) als auch im annähernden Teil ($\pi < \nu < 2\pi$) annähernd denselben Verlauf haben.

Die Glieder zweiter Ordnung von $\frac{v}{c}$ akkumulieren, wie erwartet, da die Netto-Energie des Planetenumlaufs Null sein müßte. Folglich muß der Perihelion sich drehen. Die Netto-Energie wird in der Tabelle der astrophysikalischen und orbitalen Parametern für Merkur in Einheiten der Winkelgeschwindigkeiten angegeben. Durch einfaches Setzen von $\nu = \frac{\pi}{2}$ folgt:

$$\Delta \omega = \omega \cdot 3 \frac{v^2}{c^2} = \frac{3\omega GM}{a(1-e^2)c^2}; \quad \Delta \omega = 7.04814 \cdot 10^{-14} \text{ rad/sec} \quad (28)$$

Dieses Ergebnis kann man in radian per Periode ausdrücken in der Form

$$\Delta\omega \frac{2\pi}{\omega} = \frac{6\pi GM}{a(1-e^2)c^2} = 5.019568 \cdot 10^{-7} \text{ rad/period} = 42.988 \text{ arcsec/century} \quad (29)$$

Dieses mit der Beobachtung hervorragend übereinstimmende Ergebnisse zeigt zugleich auch, daß die Gravitation als auch das Licht ausschließlich gemäß der Galilei-Transformationen der Geschwindigkeiten im Euklidischen Raum stets mit derselben Geschwindigkeit c relativ zur Primärquelle sich bewegen. Dieses Prinzip des Graviton-Austausches hat eine direkte Analogie zur Emission und Re-Emission des Photons, gemäß den Hauptaxiomen des *Löschverschiebungsprinzips*. **Reference** [1] Hiermit ist klar, daß dasselbe Prinzip wie für das Licht auch eine rein klassische Berechnung des Effektes der Periheldrehung des PSR1913+16 Binärpulsar-Sternsystems ermöglicht. Das genaue numerische Ergebnis dafür wurde durch die Relativitätstheorie berechnet und zuerst in 1990 **Reference** [11] veröffentlicht, was damals erneut eine Bestätigung für die Gültigkeit der Relativitätstheorie zu sein schien. Mit dieser hier gegebenen Herleitung auf der Basis des *Löschverschiebungsprinzips* ist allerdings gezeigt, daß eine Relativitätstheorie dazu niemals vonnöten war.

4 Experimenteller und astrophysikalischer Beweis

Die zahlreiche im letzten Jahrhundert durchgeführte optische Experimente sind die Grundlagen zugleich auch Auslöser für das Löschverschiebungsprinzip, welche in **Reference** [1] zusammengefaßt sind. Die *Hauptaxiome*, die die Regeln zur Anwendung der *Galilei-Transformation* beinhalten, wurden mathematisch intensiv auf optische Experimente angewendet, die in Zusammenhang mit der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit durchgeführt wurden, um die Ergebnisse von Beckmann und Mandics Lloyd Spiegelexperiment [4] in 1965, das von Babcock und Bergman Rotationsspiegel-Experiment [5] von 1964, das von Beckmann und Mandics [6] in 1964 wiederholte Experiment, und die von Rotz [7], James und Sternberg [8], modifizierten Experimente zu bestimmen. Eines der wichtigsten Experimente wurde von Albert A. Michelson [9] durchgeführt, der allein arbeitete, der zwei um ein gemeinsames Zentrum rotierende Spiegel innerhalb einer optischen Schleife verwendete.

Die Einzelheiten sind in **Reference** [1] im **Appendix pp. 23A - 32A** zusammengefaßt. Dort findet sich bereits auch die Berechnung der Periheldrehung des Planeten Merkur als auch die Berechnung des Periheldrehungseffektes von PSR1913+16, welches zuerst von Taylor et al (1978) auf der Basis der Allgemeinen Relativitätstheorie berechnete und in **Reference** [11] veröffentlicht wurde. Beide Effekte können jedoch auf Basis des Löschverschiebungsprinzips mathematisch in euklidischen Raum hergeleitet werden und sind in **Reference** [1] veröffentlicht.

5 Zusammenfassung und Schluss

Ein signifikantes Ergebnis dieser Emissionstheorie ist:

- i Die Nicht-Messbarkeit der *Primärwellenlänge* und der *Geschwindigkeit* einer Primärwelle von einem Beobachter in einem Bezugssystem, das vom Bezugssystem der Primärquelle verschieden ist.
- ii Die noch nicht gemessene *interferenzenfreie* Wellenlänge der Primärwelle bleibt stets unverändert und ist von jedem Bezugssystemen unabhängig.
- iii Die *Löschverschiebungsprinzip* sagt korrekt die in den Laboren der Natur stattfindenden astrophysikalischen Phänomene voraus und es können mit Hilfe der Hauptaxiome des *Löschverschiebungsprinzips* dieselben Gleichungen der Speziellen und Allgemeinen Relativitätstheorie erfolgreich mathematisch im euklidischen Raum hergeleitet werden.

- iv Diese hier gegebene rein klassische Behandlung führt direkt zu denselben Lösungen berühmter Probleme, welche verantwortlich waren für den Erfolg und den Ruhm der allgemeinen und speziellen Relativität. [1].

6 Appendix: Hauptaxiome des Löschverschiebungsprinzips

Es gibt zahllos verschiedene Möglichkeiten wie freie optische Strecken des Lichtes von einem optischen Element zum anderen optischen Element kombiniert werden können, um die Ergebnisse der elektromagnetischen Emissionen theoretisch zu interpretieren. Zu jedem optischen Experiment gehört immer eine Lichtquelle als *Primär-Emitter*, eine Interferenz, eine oder mehrere *Sekundär-Quellen der Emissionen* oder Re-Emittern und ein Beobachter oder *Detektor*. Die **Hauptaxiome** geben für alle möglichen Kombinationen von optischen Experimenten die verhergesagten Resultate des Experiments an.

Hier einige Beispiele für Kombinationen von Lichtbewegungen:

- Es kann ein Experiment sich mit einer fixierten Lichtquelle, einem fixierten interferenzwirkenden Fenster und einem bewegten Beobachter befassen.
- Es kann ein weiteres Experiment sich mit einer bewegten Lichtquelle, einem fixierten interferenzwirkenden Fenster und einem bewegten Beobachter befassen.
- Es kann noch ein weiteres Experiment sich mit einer bewegten Lichtquelle, einem bewegten interferenzwirkenden Fenster und einem fixierten Beobachter befassen.
- Und so weiter.

In ähnlicher Weise kann das auch für den Fall der Gravitation betrachtet mathematisch berechnet werden. Man kann z.B. ein gegebenes Primär-Massenteilchen als die direkte Quelle eines Primär-Feldes der Gravitation betrachten, das ein Sekundär-Massenteilchen stört, welches die direkte Quelle eines Sekundär-Feldes ist. Das von einem Sekundär-Massenteilchen hervorgerufene Sekundär-Feld befördert indirekte Informationen über das Primär-Massenteilchen mittels eines emittierten Sekundär-Feldes zu einem dritten Tertiär-Massenteilchen oder einem Schwerkräftensensor unter dem Einfluss des Feldes, usw.

Dieselbe *Galilei-Transformationen von Geschwindigkeiten* wurde erfolgreich angewendet auf die Gravitation, um sowohl die Probleme der Astrophysik zu lösen, als auch um die Erklärung für die *Null-Ergebnis resultierenden Experimente* zu liefern und ist in sich somit ein direkter Beweis der mathematischen Physik für die Korrektheit dieses *Löschverschiebungsprinzips*. Siehe **Appendix IV of Reference** [1].

References

- [1] Dowdy, E., Discourses & Mathematical Illustrations pertaining to the Extinction Shift Principle under the Electrodynamics of Galilean Transformations, Craig Color Printing Corp, Chadds Ford, PA, (2001).
- [2] Redondi, Pietro, Galileo: Heretic (Galileo Eretico), Princeton University Press, Princeton, New Jersey (1987).
- [3] Born, M. and Wolf, E., Principles of Optics, Pergamon Press, London - New York, **71, 100 - 104** (1975).
- [4] Beckmann, Petr and Mandics, Peter, Test of the Constancy of the Velocity of Electromagnetic Radiation in High Vacuum, Radio Sci. J. Res. NBS/USNC/URSI 69D, No.4, **623 - 628** (1965).
- [5] Babcock, G. C. and Bergman, T. G., Determination of the Constancy of the Speed of Light, J. Opt. Soc. Am. **54, 147 -151** (1964).
- [6] Beckmann, Petr and Mandics, Peter, Experiment on the Constancy of the Velocity of Electromagnetic Radiation, Radio Sci. J. Res. NBS/USNC/URSI 68D, No. 12, **1265 - 1268** (1964).
- [7] Rotz, Fred B., New Test of the Velocity of Light Postulate, Physics Letters 7, No. 4, **252 - 254** (1963).
- [8] James, J. F. and Sternberg, R. S., Change in Velocity of Light Emitted by a Moving Source, Nature 197, **1192** (1963).

-
- [9] Michelson, A. A., Effect of Reflection from a Moving Mirror on the Velocity of Light, *Astrophysics. J.*, vol. 37, **190 - 193** (1913).
- [10] Jackson, J. D., *Classical Electrodynamics*, John Wiley & Sons, Inc., New York, **512-515** (1975).
- [11] Hulse, R. A. and Taylor, J. H., *Science* 250, 770 (1990); Hulse, R. A. and Taylor, J. H., *Astrophys. J.* 195, L51 (1975).