

Erzeugen Stöße die Feinstrukturkonstante?

Zusammenfassung:

In einem Substrat sich geradlinig bewegender Kugeln werden einfache Stöße ohne Orte simuliert. Bei Berührung werden die zur Stoßachse parallelen Geschwindigkeitsbeträge ausgetauscht. Die Änderungen erzeugen Thermalisierung und unter Berücksichtigung vorhergehender Stöße den Wert der **Feinstrukturkonstante**. Diese kann dann mathematisch exakt übereinstimmend zum CODATA-Wert berechnet werden. Das ist ein Hinweis darauf, dass das Vakuum diskrete Objekte enthält, welche wir uns als sehr kleine Kugeln vorstellen können.

Inhalt

0. Vorwort
1. Dynamik diskreter Objekt (Kugeln)
2. Stoßtransformationen
3. Grundlagen der Ereignisauswahl für Stöße
4. Simulation von Stößen mit üblichen Wahrscheinlichkeitsverteilungen
5. Auswertung der Stoßversuche
6. Ausblick
7. Literatur

0. Vorwort

In der Zusammenfassung steht eine Behauptung, welche einen großen Einfluss auf die aktuellen Versuche zur überfälligen Erweiterung der Standardmodelle von Elementarteilchen und Kosmologie hätte (vgl. [He 11]). Vielfältige Veröffentlichungen dazu sind kaum noch überschaubar und schwer nachvollziehbar. Deshalb wird versucht, die mit dem **Computer Algebra System Mathcad** erzielten Ergebnisse hier in diesem Arbeitsblatt (ursprünglich Version 14, jetzt Prime 2.0) mit erklärenden Kommentaren direkt auszuwerten. Die Notation entspricht weitgehend dem wissenschaftlichen Standard. Formeln werden von links nach rechts sowie dann weiter von oben nach unten im Arbeitsblatt ausgewertet. Vektoren werden leider ohne Vektorpfeil dargestellt, so dass man aus dem Kontext erkennen muss, wann es sich um solche handelt.

Nachvollziehbar ist die Rechnung vor allem dann, wenn Mathcad vorhanden ist. In alternativen, auch kostenlosen, CAS wie beispielsweise SMATH Studio, können die Formeln ebenfalls direkt eingegeben werden und sollten gleiche Ergebnisse erzeugen. Andere Zahlen als die bekannten mathematischen Parameter für die verwendeten Wahrscheinlichkeitsdichten werden nicht in das System gesteckt. Die Maxwell-Boltzmann Verteilung wird wie im Wikipediaartikel verwendet. Die Bezeichnungen lehnen sich an die ersten Untersuchungen mit Mathcad an [Wi 03]. Auch die Abhängigkeiten bei der zufälligen Erzeugung von Winkeln wurden dort angedacht. Hier werden daraus nur geometrische Überlegungen (Kugeloberfläche, parallel gleich wahrscheinliche Flugbahnen,...) verwendet. Alle in die Stoßtransformationen eingehenden acht Parameter werden für jedes berechnete elementare Ereignis (Stoß) neu erzeugt. Der Zufallsgenerator liefert Zahlen zwischen Null und Eins. Damit werden dann durch die Inversionsmethode auch die zufälligen Werte anderer Wahrscheinlichkeitsverteilungen erzeugt (=>Wikipedia). Noch vorhandene Fehler im ersten Teil sind am ehesten in der Formulierung zu suchen, weil dieser vollkommen die Resultate der klassischen Physik reproduziert.

Die größte Unterstützung bei der langsamen Weiterentwicklung erfolgte durch Lothar Brendel, der einige unveröffentlichte Manuskripte, vor allem für die Untersuchungen im ortslosen, also skalenunabhängigen Gas, zur Verfügung stellte, obwohl er eine diskrete Erweiterung der Standardphysik durch ein einfaches Substrat aus bewegten Kugeln für unmöglich hält.

Dank bin ich auch einigen Kritikern schuldig, die sich oft sehr skeptisch über die gesamte Idee äußerten. Ohne diese wäre dieses nachvollziehbare Dokument mit dem erzielten Ergebnis nicht entstanden.

Bestärkt wurde ich in meiner Arbeit am meisten persönlich durch Manfred Kunz und seinen Beitrag zur DPG-Tagung in Hannover 2010, "Eine Formelsuche für die Naturkonstante α als eine Chance für Jedermann" [Ku 10] und durch die exakte Berechnung der FSK durch De Vries [DV 04].

1. Dynamik diskreter Objekte (Kugeln)

Offene Probleme der Standardphysik führten zur Idee, viele elementare Wechselwirkungen (Stöße) in einem Gas einfacher Kugeln zu untersuchen. Dabei wurde festgestellt, dass bei ortsloser Berechnung des kumulativen Wertes von Geschwindigkeitsbetragsänderungen, welche eine virtuelle Kugeloberfläche (ein System) verlassen, ein Grenzwert nahe der **Feinstrukturkonstante** entsteht. Das untersuchte **Substrat (Harte Kugeln Gas)** wird durch folgende **Voraussetzungen (Axiom)** definiert:

Es existiert einzig und allein eine Menge unendlich vieler, sich im dreidimensionalen Raum bewogender diskreter Objekte, die hier als gleich große Kugeln beschrieben werden. Diese durchdringen den ansonsten leeren Raum gleichförmig geradlinig. Eine Annäherung an eine andere Kugel erfolgt bis zum Zusammenstoß (Berührung), wobei nur die Geschwindigkeitskomponenten in Richtung der Stoßachse (Berührungsnormale) ausgetauscht werden.

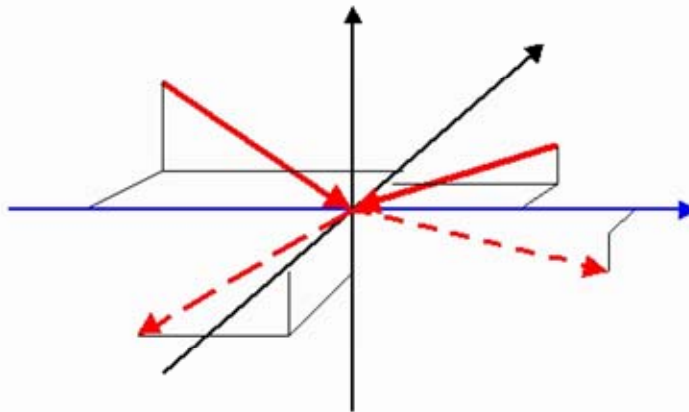


Bild1: Stoßgebilde

Damit lassen sich Formeln (Stoßtransformationen) für die elementare hier betrachtete Wechselwirkung herleiten.

Ortsveränderungen im Substrat diskreter Objekte werden vorläufig nicht betrachtet. Geschwindigkeitsvektoren (3 Komponenten), hier \mathbf{u} und \mathbf{v} werden, wie in Mathcad üblich, ohne Pfeil geschrieben. Für eine Untersuchung vieler solcher Kugeln wird angenommen, dass die Geschwindigkeiten nach einer **Maxwell-Boltzmannschen Geschwindigkeitsverteilung** verteilt sind. Dafür gibt es folgende Berechtigung:

- empirische Erfahrungen, auch schon aus Zeiten von Maxwell und Boltzmann zeigen, dass in Gasen diese Geschwindigkeitsverteilung der betrachteten Moleküle gilt
- neuere Herleitungen mit der Wahrscheinlichkeitsrechnung beweisen die Gültigkeit der MB-Verteilung für diskrete bewegte Objekte
- eigene Rechnungen zeigen, dass bei unterschiedlichen Anfangsgeschwindigkeiten Stöße durch Thermalisierung die MB-Verteilung erzeugen [Wi 09]. Das **Bild 2** wurde dort erzeugt.

Die anderen verwendeten Wahrscheinlichkeitsverteilungen entstehen rein geometrisch und können praktisch keine willkürlich versteckten Naturkonstanten enthalten. Die betrachteten Kugeln bewegen sich im zur Beschreibung verwendeten \mathbf{R}^3 geradlinig bis zu einer Berührung. Dabei entsteht das Ereignis eines Stoßes und nur Stöße werden untersucht. Die zu solchen Ereignissen führende Geometrie und die Dynamik müssen demnach bei den Wahrscheinlichkeitsfunktionen zu deren Bestimmung berücksichtigt werden. Deshalb wäre eine Erzeugung des Resultats durch versteckte Einflüsse leicht nachzuweisen.

Eventuelle unbekannte Zusammenhänge, welche durch Parameter der verwendeten Wahrscheinlichkeitsverteilungen, beispielsweise der Standardabweichungen, einen Einfluss auf die Erzeugung des durchschnittlichen Geschwindigkeitsbetragsunterschieds ausüben, sind bisher unbekannt.

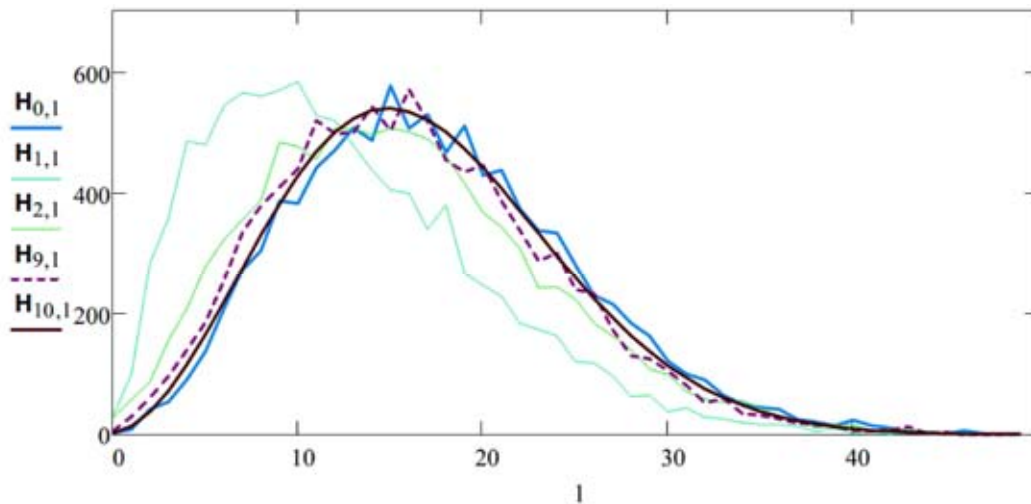


Bild 2: Thermalisierung durch Stöße

Eine räumliche Ausdehnung kleinster Objekte führt zwangsweise zu Stößen. Ohne Ausdehnung würden diese Kugeln ewig mit den generierten Geschwindigkeitsbeträgen in die generierten Richtungen (Winkel Θ und Φ) fliegen. Mit Ausdehnung muss es zu Berührungen kommen. Dabei entstehen zwei zusätzliche Winkel (Stoßachsenwinkel θ und ϕ), für welche wir ebenfalls Zufallsgeneratoren verwenden, weshalb wir annehmen, dass parallele Flugbahnen gleich wahrscheinlich sind. Ob daraus bereits ein Erkenntnisgewinn im Hinblick auf die gewünschte Erklärung von elementaren Naturkonstanten zu erzielen ist, kann nur mit Hilfe einer Untersuchung vieler Stöße und der dabei stattfindenden Veränderungen überprüft werden.

Dafür sind Stoßtransformationen, also Bewegungsgleichungen zur Bestimmung neuer Geschwindigkeiten nach dem Stoß, erforderlich. Diese enthalten acht reelle Parameter, welche in der hier angestrebten ortslosen Betrachtung noch nicht der für reale Gase notwendigen Raumzeit zugeordnet werden.

2. Stoßtransformationen

Zuerst wird die Relativgeschwindigkeit (aus je drei Komponenten) der Stoßpartner bestimmt:

$$\mathbf{w}(\mathbf{u}, \mathbf{v}) := \mathbf{v} - \mathbf{u} \quad (1)$$

Die Richtung der Relativgeschwindigkeit wird mit der Kugelkoordinaten-Transformation ermittelt, für die hier die in Mathcad eingebaute Funktion verwendet wird:

$$\Phi(\mathbf{u}, \mathbf{v}) := \text{xyz2sph}\left(\mathbf{w}(\mathbf{u}, \mathbf{v})_0, \mathbf{w}(\mathbf{u}, \mathbf{v})_1, \mathbf{w}(\mathbf{u}, \mathbf{v})_2\right)_1 \quad (2)$$

$$\Theta(\mathbf{u}, \mathbf{v}) := \text{xyz2sph}\left(\mathbf{w}(\mathbf{u}, \mathbf{v})_0, \mathbf{w}(\mathbf{u}, \mathbf{v})_1, \mathbf{w}(\mathbf{u}, \mathbf{v})_2\right)_2 \quad (3)$$

Bei den Ergebnissen mit der ausführlichen Transformation gemäß dem Artikel über **Kugelkoordinaten** in Wikipedia oder der Darstellung in SMath (siehe Test-FSK.sm auf struktron.de), nimmt Φ Werte von 0 bis 2π an.

Die zwei, oben begründeten, Stoßachsenwinkel ergeben sich i.A. zufallsabhängig, wobei gleichwahrscheinliche parallele Bahnen zur Richtung der Relativgeschwindigkeit angenommen werden. Das ist auf gleichwahrscheinliche parallele Bahnen bei den Stoßpartnern zurückzuführen. Damit ergibt sich in kartesischen Koordinaten der Stoßachsenvektor:

$$\mathbf{S}_z(\theta_s, \phi_s) := \begin{bmatrix} \cos(\phi_s) \cdot \sin(\theta_s) \\ \sin(\phi_s) \cdot \sin(\theta_s) \\ \cos(\theta_s) \end{bmatrix} \quad (4)$$

Dieser wurde relativ zur Richtung der Relativgeschwindigkeit $w(\mathbf{u}, \mathbf{v})$ erzeugt gedacht und muss nun im ursprünglichen Koordinatensystem (dem Laborsystem von \mathbf{u} und \mathbf{v}) ausgedrückt werden, was durch zwei hintereinander ausgeführte Drehungen erreicht wird:

$$Dz(\mathbf{u}, \mathbf{v}) := \begin{bmatrix} \cos(\Phi(\mathbf{u}, \mathbf{v})) & \sin(\Phi(\mathbf{u}, \mathbf{v})) & 0 \\ -\sin(\Phi(\mathbf{u}, \mathbf{v})) & \cos(\Phi(\mathbf{u}, \mathbf{v})) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (5)$$

$$Dy(\mathbf{u}, \mathbf{v}) := \begin{bmatrix} \cos(\Theta(\mathbf{u}, \mathbf{v})) & 0 & -\sin(\Theta(\mathbf{u}, \mathbf{v})) \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin(\Theta(\mathbf{u}, \mathbf{v})) & 0 & \cos(\Theta(\mathbf{u}, \mathbf{v})) \end{bmatrix} \quad (6)$$

Die Stoßachse im ursprünglichen Koordinatensystem wird damit durch zweifaches Zurückdrehen zu:

$$S(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \theta_s, \phi_s) := Dz(\mathbf{u}, \mathbf{v})^{-1} \cdot Dy(\mathbf{u}, \mathbf{v})^{-1} \cdot S_z(\theta_s, \phi_s) \quad (7)$$

Dieses \mathbf{S} entspricht beim Zentralstoß auf eine ruhende Kugel dem ursprünglichen \mathbf{u} bzw. beim Zentralstoß auf ein beliebiges \mathbf{v} allgemeiner dem Relativgeschwindigkeitsvektor \mathbf{w} normiert auf 1.

Beim Stoß werden nun die zur Stoßachse parallelen Geschwindigkeiten der beiden beteiligten Kugeln ausgetauscht. **Das ist die elementare Wechselwirkung, welche durch das Axiom eingeführt wurde.** Alle Vektoren sollen dabei weiterhin im ursprünglichen Koordinatensystem betrachtet werden.

$$\mathbf{u}_p(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \theta_s, \phi_s) := S(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \theta_s, \phi_s) \cdot (S(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \theta_s, \phi_s) \cdot \mathbf{u}) \quad (8)$$

parallele
Geschwindigkeiten

$$\mathbf{v}_p(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \theta_s, \phi_s) := S(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \theta_s, \phi_s) \cdot (S(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \theta_s, \phi_s) \cdot \mathbf{v}) \quad (9)$$

$$\mathbf{u}_o(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \theta_s, \phi_s) := \mathbf{u} - \mathbf{u}_p(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \theta_s, \phi_s) \quad (10)$$

orthogonale
Geschwindigkeiten

$$\mathbf{v}_o(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \theta_s, \phi_s) := \mathbf{v} - \mathbf{v}_p(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \theta_s, \phi_s) \quad (11)$$

$$\mathbf{u}_s(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \theta_s, \phi_s) := \mathbf{v}_p(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \theta_s, \phi_s) + \mathbf{u}_o(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \theta_s, \phi_s) \quad (12)$$

Geschwindigkeiten
nach Stoß

$$\mathbf{v}_s(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \theta_s, \phi_s) := \mathbf{u}_p(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \theta_s, \phi_s) + \mathbf{v}_o(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \theta_s, \phi_s) \quad (13)$$

Sind demnach die erforderlichen **Stoßtransformationen** (ohne Differentiale), welche durch die zum Stoßachsenvektor (blau) parallelen Geschwindigkeitsüberträge in **Bild 1** verdeutlicht werden.

Die Stoßtransformationen verzichten auf die Berücksichtigung unterschiedlicher Massen und sind so eine einfache Möglichkeit im dreidimensionalen Raum Geschwindigkeitsänderungen ohne Verwendung von Feldern bzw. zweiten Ableitungen zu beschreiben.

Eine Überprüfung erfolgt durch einfaches Einsetzen von Vektoren und kann auch graphisch gezeigt werden. Platz für versteckte Einflüsse ist in diesen demnach nicht enthalten.

Die wesentlichen Eigenschaften der Standardphysik müssen in Raum und Zeit verfolgt werden. Ereignisse, also auch Stöße, sind von den lokal vorzufindenden Zuständen abhängig. Im hier betrachteten System gleich großer Kugeln sind das nur die Geschwindigkeiten. Orte und Zeitpunkte, werden hier nicht näher spezifiziert, kommen also in den Rechnungen nicht vor.

CTOL TOL PRNCOLWIDTH PRNPRECISION

$1 \cdot 10^{-12}$ $1 \cdot 10^{-12}$

15

15

Wird für die zu speichernde
Stellenzahl benötigt.

3. Grundlagen der Ereignisauswahl für Stöße

Um möglichst einfach zu rechnen, betrachten wir die Kugeln im ortslosen Gas. Dadurch wird das System skalierbar, die Durchmesser und Anzahldichte haben keinen Einfluss. Alle können beliebige MB-verteilte Geschwindigkeitsbeträge besitzen. Bei Isotropie und Homogenität besitzen sie den gleichen Mittelwert. Für einen der jeweils zwei Stoßpartner kann in Betracht gezogen werden, dass dieser aus einer Menge kommt, in der andere Eigenschaften (Geschwindigkeitsbetrags- und Winkel-Verteilungen) vorherrschen, als in der anderen Menge. Die **MB-Verteilung** enthält nur den wohlbekanntesten statistischen Parameter und als Variable den Geschwindigkeitsbetrag:

$$F_{MB}(x, a) := \int_0^x \frac{\sqrt{2} \cdot x^2}{\sqrt{\pi} \cdot a^3} \cdot e^{-\frac{x^2}{2 \cdot a^2}} dx \quad (14)$$

Die Zusammenhänge für den Mittelwert, der hier für eine der beiden betrachteten Mengen einfach als 1 angenommen wird, und die Standardabweichung ergeben in Anlehnung an die Terminologie in Wikipedia mit

$$a := \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{2}} = 0.626657068657775 \quad (15)$$

$$\mu := 2 \cdot a \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi}} = 1 \quad \text{als Mittelwert und} \quad (16)$$

$$\sigma := a \cdot \sqrt{\frac{3 \cdot \pi - 8}{\pi}} = 0.422015692950123 \quad \text{als Standardabweichung.} \quad (17)$$

Im ortslosen Gas ist der Vektorwinkel (Bahnen- oder Flugwinkel) β , neben den Geschwindigkeitsbeträgen, für die Stoßfrequenz auf eine Probekugel zu, maßgeblich. Diese wird von den Relativgeschwindigkeiten bestimmt. Bei der Thermalisierung (vgl. [Wi 09]) kommt der Faktor $\sin(\beta)$ durch die Isotropie und Homogenität des Substrats zustande (vgl. [Br 07], 4). Es gibt aus keinem Raumwinkelbereich eine Bevorzugung. Auf der Kugeloberfläche kommen die Winkel Richtung Pol seltener vor, weil die Kreise des unabhängig von β erzeugten Winkels Φ kleiner werden.

Bei der Betrachtung einer der beiden Mengen (z.B. der \mathbf{u}) als möglichem Cluster mit unterschiedlichen Eigenschaften von der Umgebung (Menge der \mathbf{v}), könnten Zusammenhänge mit der Beschreibung des Spins von Elementarteilchen, erforderlich werden. Vorläufig wird die Verteilungsfunktion für den Winkel β ohne eine solche Korrektur einfach nach dem Satz von Pythagoras:

$$G_{\beta}(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \beta) := \frac{\int_0^{\beta} \sin(\beta) \cdot \sqrt{\mathbf{u}^2 + \mathbf{v}^2 - 2 \cdot \mathbf{u} \cdot \mathbf{v} \cdot \cos(\beta)} d\beta}{\int_0^{\pi} \sin(\beta) \cdot \sqrt{\mathbf{u}^2 + \mathbf{v}^2 - 2 \cdot \mathbf{u} \cdot \mathbf{v} \cdot \cos(\beta)} d\beta} \quad (18)$$

Wobei natürlich gilt:

$$G_{\beta}(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \pi) = 1 \quad \text{z.B.} \quad G_{\beta}(1, 1, \pi) = 1$$

4. Simulation von Stößen mit üblichen Wahrscheinlichkeitsverteilungen

Neben den oben definierten, werden ausschließlich einfach geometrisch konstruierte Wahrscheinlichkeitsverteilungen zur Simulation verwendet. Diese könnte vielleicht auch als **Monte-Carlo-Integration** aufgefasst werden.

Das gesamte Arbeitsblatt muss für die Erreichung hoher zu ermittelnder Stoßzahlen viele Male durchlaufen werden, weil auf verwendeten PC's der Arbeitsspeicher begrenzt ist und dabei der Einfluss einer Rückkopplung durch vorher ermittelte Werte berücksichtigt werden kann.

Es werden nun Stöße von 2 **N** Kugeln in einem Durchlauf des gesamten Dokuments berechnet:

$$\mathbf{N} := 100000 \quad \text{ist die Zahl der hier pro Durchlauf erzeugten Stöße (Bild 1).} \quad (19)$$

$$\text{Für } i := 0 \dots \mathbf{N} - 1 \quad (20)$$

erfolgt damit die Ermittlung aller indizierten Größen **N** mal. Wo diese Indizes gemeinsam auftreten, muss dafür gesorgt werden, dass die zugehörigen Zufallszahlen unabhängig von den anderen sind. Das geschieht in Mathcad durch erneutes Aufrufen des Zufallsgenerators rnd(1) (generiert gleichverteilte Zahlen).

Die einzulesenden Parameter **p** (Geschwindigkeits-Mittelwerte) unterscheiden sich von Durchlauf zu Durchlauf durch die Wechselwirkung mit Kugeln aus der Umgebung.

$$\mathbf{p} := \text{READPRN}("m_u.prn") \quad (21)$$

$$\mathbf{r} := \text{rows}(\mathbf{p}) = 2529 \quad \text{ist die Zahl der bisherigen Durchläufe.} \quad (22)$$

$$\mathbf{cl} := \text{READPRN}("m_cl.prn") = [1.00348421965594] \quad (23)$$

$$\mu u := 0.7 \quad \mu u := \mathbf{p}_{r-1} = 1.00017891216638 \quad \mu u := \mathbf{cl}_0 = 1.00348421965594 \quad (24)$$

In (24) kann ein beliebiger Anfangswert, auch aus einem vorhergehenden Durchlauf, eingesetzt werden. Der Geschwindigkeitsbetrag μu ist der Durchschnittswert einer Menge **u**, aus einem vorhergehenden Durchlauf und $\mu v = 1$ derjenige aus einer Menge **v**, welche das umgebende Vakuum (oder ein beliebiges Gas), also ein unendlich großes Reservoir in der Umgebung, beschreiben soll. Damit ändert sich die Standardabweichung von **u** beim aktuellen Durchlauf. Das beschreibt eine stattfindende **Thermalisierung**. Es drückt nach einigen Durchläufen auch die in einem Gas harter Kugeln stattfindenden Fluktuationen um den dann bereits annähernd erreichten Erwartungswert 1 aus.

Diese Rückkopplung ist möglicherweise als Iteration oder stochastischer Prozess beschreibbar, wenn ein möglicher Einfluss der Eigenschaften einer Menge der **u** hinzugenommen wird. Für höhere Genauigkeit steigt allerdings die nötige Stoßzahl um einen unbekanntem Faktor.

$$\mu u = 1.00348421965594 \quad \mu v := 1 \quad (25)$$

$$\sigma u := \frac{\mu u \cdot \sqrt{\pi}}{2 \cdot \sqrt{2}} = 0.628840479533901 \quad \sigma v := \frac{\mu v \cdot \sqrt{\pi}}{2 \cdot \sqrt{2}} = 0.626657068657775 \quad (26)$$

Diese Standardabweichung verwenden wir nun im aktuellen Durchlauf zur Definition der zu verwendenden MB-Verteilung, welche sich hier nur für **u** von (14), also bei σu unterscheiden.

$$\mathbf{F}(\mathbf{x}) := \mathbf{F}_{MB}(\mathbf{x}, \sigma u) \quad \mathbf{G}(\mathbf{y}) := \mathbf{F}_{MB}(\mathbf{y}, \sigma v) \quad (27)$$

In der Inversionsmethode werden die impliziten Funktionen der Wahrscheinlichkeitsverteilungen zuerst benötigt.

$$\mathbf{ZG}u(\mathbf{u}, U) := \mathbf{F}(\mathbf{u}) - U \quad \mathbf{ZG}v(\mathbf{v}, V) := \mathbf{G}(\mathbf{v}) - V \quad (28)$$

Die Geschwindigkeitsbeträge werden mit Hilfe der Umkehrfunktion (root) aus zufällig zwischen Null und Eins erzeugten Zahlen (rnd(1)) ermittelt. Zur Initialisierung der Lösung benötigen wir zwei

beliebige Werte aus dem Lösungsbereich und verwenden ein Verfahren, das möglichst alle zulässigen Intervalle auch tatsächlich auswählt:

$$\mathbf{u}_m := \mu \mathbf{u} \quad \text{und} \quad \mathbf{v}_m := 1 \quad (29)$$

$$UU_{i,0} := \text{rnd}(1) \quad \mathbf{VV}_{i,0} := \text{rnd}(1) \quad (30)$$

$$UU_{i,1} := i + \text{rnd}(1) \quad \mathbf{VV}_{i,1} := i + \text{rnd}(1) \quad (31)$$

$$U\mathbf{u} := \text{csort}(UU, 0) \quad \mathbf{V}\mathbf{v} := \text{csort}(VV, 0) \quad (32)$$

$$U_i := \frac{U\mathbf{u}_{i,1}}{N} \quad \mathbf{V}_i := \frac{\mathbf{V}\mathbf{v}_{i,1}}{N} \quad (33)$$

$$\mathbf{u}_i := \text{root}(ZG\mathbf{u}(\mathbf{u}_m, U_i), \mathbf{u}_m) \quad \mathbf{v}_i := \text{root}(ZG\mathbf{v}(\mathbf{v}_m, V_i), \mathbf{v}_m) \quad (34)$$

Zur Erzeugung von Werten, welche bei einem Durchlauf des Programms eine geringstmögliche Abweichung erzeugen, werden den, sonst großen Schwankungen unterliegenden, zufällig erzeugten Beträgen durch (30) bis (33) in allen durchlaufenen Intervallen der Wahrscheinlichkeitsdichten mit $\text{rnd}(1)$ Zufallswerte zugeordnet. In den eigentlichen Zufallsgeneratoren (28) werden so gemäß der angenommenen Häufigkeiten Geschwindigkeitsbeträge erzeugt. Erst nach dem ersten Durchlauf ergibt sich eine kleine Abweichung zwischen dem Durchschnittswert der \mathbf{u} und \mathbf{v} . Dass diese tatsächlich unterschiedliche, den gewählten MB-Verteilungen entsprechende Werte erhalten, wurde mit Hilfe von Häufigkeitsdiagrammen überprüft.

Gemäß der Inversionsmethode ergibt sich aus (14) nun als implizite Funktion für den Zufallsgenerator des Vektorwinkels β :

$$FG(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \beta, \mathbf{y}) := G_\beta(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \beta) - \mathbf{y} \quad (35)$$

Darin werden die u und v nur als Geschwindigkeitsbeträge benötigt, weil diese die Stoßfrequenz aus einer bestimmten Richtung beeinflussen. Für alle \mathbf{u} und \mathbf{v} aus (34) werden nun entsprechend der Festlegung, dass \mathbf{u} die Probekugeln sein sollen, zufällige Vektorwinkel β erzeugt, welche auf den Überlegungen oben zur Bestimmung von deren Wahrscheinlichkeitsverteilung (18) beruhen.

Zur Nullstellenbestimmung durchläuft die Lösungsmenge wieder alle Intervalle von i / N mit zufälligen Schwankungen innerhalb dieser. $0 < y_i < 1$ wird so der jeweilige Funktionswert des Generators. Weil bereits \mathbf{u} und \mathbf{v} über den gesamten Bereich gestreut sind, kann bei y auf die erneute durcheinander Streuung wie in (30) - (33) verzichtet werden.

$$\mathbf{y}_i := \frac{i + \text{rnd}(1)}{N} \quad (36)$$

$$\text{Mit} \quad \beta := \frac{\pi}{2} \quad \text{zur Initialisierung} \quad (37)$$

ergibt sich nun der gesuchte **Zufallsgenerator** für den Flugwinkel im betrachteten Substrat zwischen zwei beliebig ausgewählten diskreten Objekten (Kugeln), was hier in der durch i festgelegten Reihenfolge geschieht:

$$\beta_i := \text{root}(FG(\mathbf{u}_i, \mathbf{v}_i, \beta, \mathbf{y}_i), \beta) \quad \text{im Durchschnitt} \quad \sum_i \frac{\beta_i}{N} = 1.76227831404159 \quad (38)$$

Außerdem muss noch ϕ der Drehwinkel des Vektors \mathbf{v} um die Richtung von \mathbf{u} zufällig bestimmt werden. Dieser soll wieder alle zulässigen Bereiche mit etwa gleicher Häufigkeit abdecken.

$$PHI_{i,0} := \text{rnd}(2 \cdot \pi) \quad (39)$$

$$PHI_{i,1} := i \cdot 2 \cdot \pi + \text{rnd}(2 \cdot \pi) \quad (40)$$

$$Phi := \text{csort}(PHI, 0) \quad (41)$$

$$\Phi_i := \frac{Phi_{i,1}}{N} \quad (42)$$

Zusätzlich werden Stoßachsenwinkel generiert, bei denen ϕ und θ auf der Annahme gleichwahrscheinlicher paralleler Bahnen beruhen und die stoßenden Vektoren zufällig bestimmt werden (vgl. [Wi 03]). Für ϕ wird ein einfaches Verfahren zur möglichst gleichmäßigen Verteilung in den zulässigen Bereichen und für θ die Verteilung nach dem Satz von Pythagoras für die parallelen Flugbahnen verwendet.

$$phi_{s_{i,0}} := \text{rnd}(2 \cdot \pi) \quad theta_{s_{i,0}} := \text{rnd}(1) \quad (43)$$

$$phi_{s_{i,1}} := i \cdot 2 \cdot \pi + \text{rnd}(2 \cdot \pi) \quad theta_{s_{i,1}} := \frac{i + \text{rnd}(1)}{N} \quad (44)$$

$$phi := \text{csort}(phi_{s}, 0) \quad theta := \text{csort}(theta_{s}, 0) \quad (45)$$

$$\phi_{s_i} := \frac{phi_{i,1}}{N} \quad \theta_{s_i} := \text{asin}\left(\sqrt{theta_{i,1}}\right) \quad (46)$$

Mit den oben ermittelten Geschwindigkeitsbeträgen können nun die Vektoren der Probekugeln hingeschrieben werden:

$$Us^{(i)} := \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ u_i \end{bmatrix} \quad \text{z.B.:} \quad Us^{(1)} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0.886691567601244 \end{bmatrix} \quad (47)$$

$$Vs^{(i)} := \begin{bmatrix} v_i \cdot \sin(\pi - \beta_i) \cdot \cos(\Phi_i) \\ v_i \cdot \sin(\pi - \beta_i) \cdot \sin(\Phi_i) \\ v_i \cdot \cos(\pi - \beta_i) \end{bmatrix} \quad \text{z.B.:} \quad Vs^{(1)} = \begin{bmatrix} 0.011351831730421 \\ -0.020414121344505 \\ -0.797431887684738 \end{bmatrix} \quad (48)$$

Hier wird u in z-Richtung angenommen und v nimmt bei seiner zufälligen Erzeugung Bezug darauf. Damit ergeben sich nach dem Stoß die beiden Geschwindigkeitsvektoren

Diese sind für weitere Untersuchungen im ursprünglichen Koordinatensystem ausgedrückt, wir benötigen hier aber vorerst ohne die nähere Betrachtung eines Clusters nur die Beträge:

$$u_{s_i} := \left| u_s(Us^{(i)}, Vs^{(i)}, \theta_{s_i}, \phi_{s_i}) \right| \quad (49)$$

$$v_{s_i} := \left| v_s(Us^{(i)}, Vs^{(i)}, \theta_{s_i}, \phi_{s_i}) \right| \quad (50)$$

Damit wird der Durchschnitt der neuen Geschwindigkeitsbeträge der beiden Mengen für einen neuen Durchlauf des gesamten Dokuments bestimmt.

$$u' := \left[\frac{\sum_i u_{s_i}}{N} \right] = [1.00106352937161] \quad v' := \left[\frac{\sum_i v_{s_i}}{N} \right] = [1.0010075284811] \quad (51)$$

Die Simulation bzw. Monte-Carlo-Integration, welche die Ergebnisse der klassischen Physik reproduziert, ist hiermit abgeschlossen. Der Durchschnittswert u' kann als Veränderung in einer Menge von N diskreten Objekten, hier also Kugeln, durch Anpassung an die Umgebung (**Thermalisierung**) interpretiert werden. Die in der Menge v erzeugten v' werden in die Umgebung als Störung abgegeben und hier nicht weiter betrachtet. Die Änderungen in der Menge u werden in Form von deren Mittelwert weiter unten nach den Auswertungen und der Interpretation der Ergebnisse mit exakt diesem Wert oder einer begründbaren Veränderung an eine Datei m_u.prn angehängt.

Die folgenden Mittelwerte aus allen oder einem Teil der gespeicherten pro Durchlauf veränderten \mathbf{u}' zeigen das Dilemma der Auswahl des sinnvollen Mittelwertes für den nächsten Durchlauf. Die vorher erzeugten Geschwindigkeitsvektoren stehen zwar wegen der ortslosen Rechnung nicht für einen neuen Stoß zur Verfügung, deren Durchschnittswert beeinflusst aber sicher die Umgebung. Schon kleine Unterschiede in hinteren Nachkommastellen könnten so einen Einfluss auf die Stöße eines nächsten Durchlaufs ausüben.

Mit diesem Algorithmus können durch unterschiedliche Anfangswerte in (24) unterschiedliche physikalische Aufgabenstellungen untersucht werden. Auch $\mu\mathbf{v}$ in (25) rechts könnte darüber hinaus verändert werden.

$$\text{APPENDPRN}("m_u", \mathbf{u}') = \begin{bmatrix} 0.8587 \\ \vdots \end{bmatrix} \quad (52)$$

5. Auswertung der Stoßversuche

Hauptgrund für diese Untersuchung des ortslosen HKG's ist die Suche nach einem Argument für dessen Interpretation als Substrat des Vakuums, welches zu einer diskreten Erweiterung der Standardphysik mit diesem einfachen Ansatz führen könnte.

Erster Schritt dazu war die vorn gezeigte Thermalisierung, welche MB-Verteilungen durch Anpassung an die Durchschnittsgeschwindigkeiten einer umgebenden Menge erzeugt. Das kann mit den vorn erzeugten Daten auch durch Auswertung der einzelnen Stöße mit einer Häufigkeitsuntersuchung gezeigt werden und führt auf **Bild 2** [Wi 09]. Hier zeigen wir zur Verdeutlichung nur mit den Mittelwerten μ der ersten Durchläufe, mit unterschiedlichen Anfangswerten, die Anpassung an den Mittelwert 1 des Substrats. Bei der ersten Menge wurde mit 0.001 begonnen, der gleiche Prozess läuft aber auch bei der zweiten gespeicherten Menge, welche mit 2 begann, ab. Beide werden zuerst eingelesen:

$$\mu_{001} := \text{READPRN}("m_u_001.prn") \quad \mu_2 := \text{READPRN}("m_u_2.prn") \quad (53)$$

$$\mu_{001}_0 = 0.001 \quad \mu_2_0 = 2$$

$$\mu_{001}_1 = 0.666061745962633 \quad \mu_2_1 = 1.5557373260458$$

Mit $q := 0 \dots 10$ ergibt sich nun: (54)

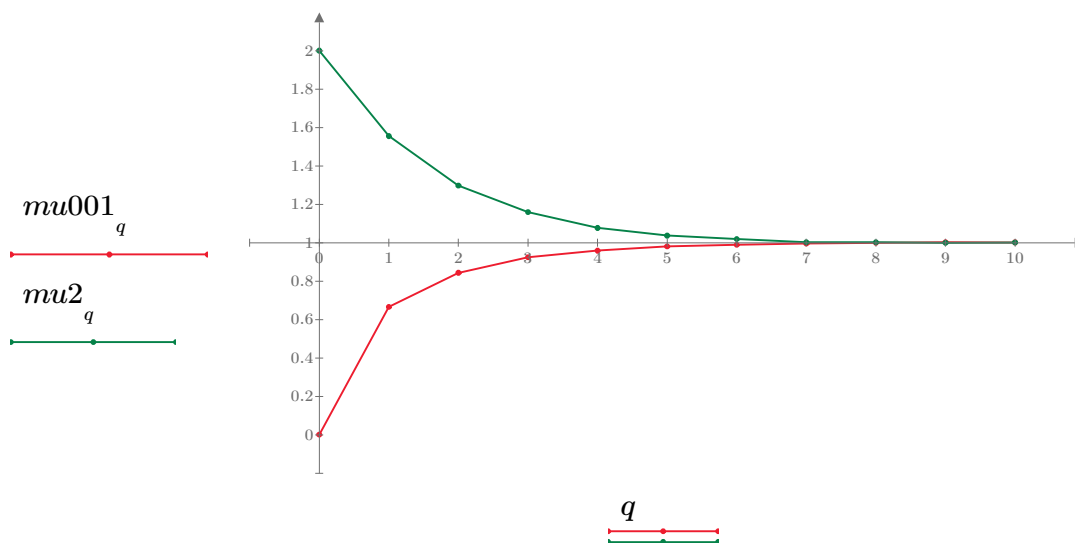


Bild 3: Durch Thermalisierung erzeugte Mittelwerte von MB-Verteilungen

Besonders interessant ist danach nun die Veränderung der Geschwindigkeitsbeträge für jeden einzelnen Stoß:

$$\Delta X := u + v - (u_s + v_s) \quad (55)$$

Diese kann mit dem Index versehen zur Ermittlung der durchschnittlichen Geschwindigkeitsbetragsänderungen verwendet werden. Das sind positive oder negative Zahlenwerte ohne Richtungsangabe (isotrop). Aus diesen ergibt sich der Durchschnitt aller Änderungen der Geschwindigkeitsbeträge bei allen N Stößen zu:

$$\Delta V := \frac{\sum_i |\Delta X_i|}{N} = 0.091801154355 \quad (56)$$

$$\Delta := [\Delta V] = [0.091801154355] \quad (57)$$

Die Wurzel aus Δ zeigt bei sehr vielen Stößen im Durchschnitt möglicherweise die Eigenschaften einer Elementarladung. Δ wird für die Auswertung an die bereits gespeicherten angehängt:

$$\text{APPENDPRN}(\text{"DeltaV.prn"}, \Delta) = \begin{bmatrix} 0.09205 \\ \vdots \end{bmatrix} \quad (58)$$

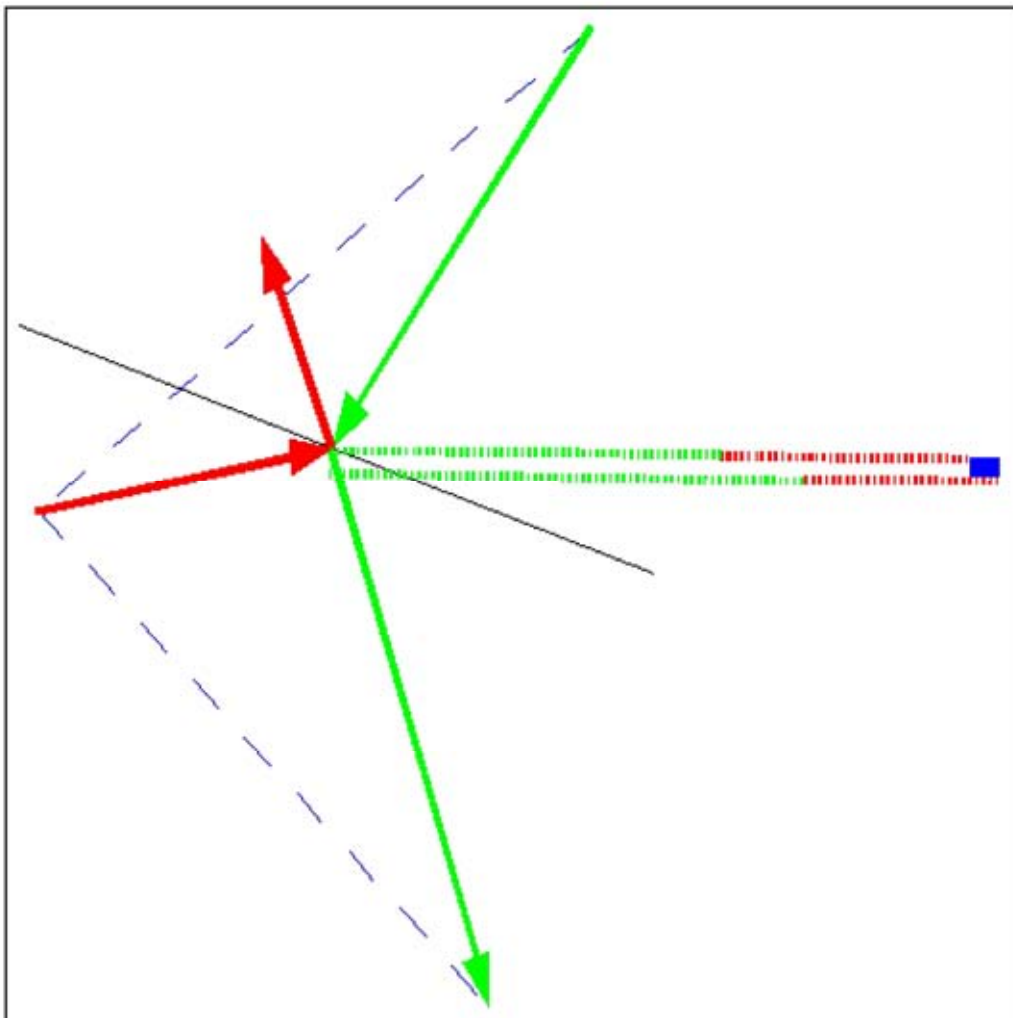


Bild 4: Änderung der Geschwindigkeitsbeträge bei Stößen

Die roten und grünen Pfeile stellen an der schwarzen Stoßachse zusammengestoßene Objekte dar. Zugehörige Beträge sind waagrecht gestrichelt, oben vor und unten nach dem Stoß skizziert. Die Änderung ist dick blau hervorgehoben.

Nach der Berechnung elementarer Ereignisse mit jeweils acht Parametern können wegen der Isotropie die vier Geschwindigkeitsbeträge (vor und nach den Stößen) die wesentlichen

Änderungen zeigen (**u** rot, **v** grün). Sie können positiv oder negativ sein und auch bei sehr großen Stoßzahlen **N** im Durchschnitt noch einen von Null abweichenden Wert besitzen. Bei jedem solchen Stoß ergibt sich eine Drehung der Relativgeschwindigkeit der beiden Stoßpartner, deren Betrag erhalten bleibt (blau gestrichelt). Dieser kann ein axialer Vektor zugeordnet werden (Pseudovektor), was hier aber nicht weiter verfolgt wird. Die Geschwindigkeitsbeträge können wegen der Isotropie in einer beliebigen Richtung eingezeichnet werden (fein gestrichelt). Der interessierende Betrag der Differenz, kann ebenfalls eingezeichnet werden (blau).

In unserer ortslosen Beschreibung ohne bekannte Ausdehnung der Kugeln kann davon ausgegangen werden, dass diese nur eine Vereinfachung eines realen HKG's ist. In einem solchen kann die Anzahldichte in einem betrachteten Gebiet auch durch die vorherrschende freie Weglänge beschrieben werden. Um jeden Ort von Zusammenstößen kann ein Gebiet gedacht werden, welches durch die freien Längen der vorhergehenden oder nachfolgenden Stoßorte aufgespannt wird. Im Durchschnitt erfolgt an den so beschriebenen Orten ein Stoß mit einer Kugel, welche aus der Umgebung oder dem betrachteten Bereich selbst kommen kann. Die durchschnittlichen Geschwindigkeitsbetragsänderungen können dann wegen des Zusammenhangs mit dem Verlassen eines solchen Gebietes, welches einer Kugeloberfläche entspricht, versuchsweise durch dessen Größe 4π geteilt werden. Dabei ergibt sich eine Zahl in der **Größenordnung der Feinstrukturkonstante** (roter Punkt unten im **Bild 5**), falls dieser Einfluss auf die nächsten Stöße durch eine Rückkopplung berücksichtigt wird.

Zur Analyse der Daten vieler Durchläufe des Arbeitsblattes werden diese mit der angehängten Zahl eingelesen:

$$\Delta X := \text{READPRN}(\text{"omega.prn"}) \quad (59)$$

$$d := \text{rows}(\Delta X) = 3900 \quad \text{ist die Zahl der Durchläufe.} \quad (60)$$

Die letzten Werte sind: $\Delta X_{d-2} = 0.091684390292696$ $\Delta X_{d-1} = 0.091723635108415$

$$\frac{\Delta X_{d-2}}{4 \cdot \pi} = 0.007296011959725 \quad \frac{\Delta X_{d-1}}{4 \cdot \pi} = 0.007299134962931$$

Die Parameter für die Übersicht werden aus den entsprechenden Stellen der eingelesenen Datei bis zum Durchlauf K summiert und für die Grafik werden diese noch durch 4π geteilt zu alpha.

$$K := 0 \dots d - 1 \quad (61)$$

Mit den Werten von $d = 3900$ Durchläufen ergibt sich folgende Entwicklung:

$$\text{Mit } \alpha_K := \frac{\sum_{j=0}^K (\Delta X_j)}{(K+1) \cdot 4 \cdot \pi} \quad \text{wird z.B. } \alpha_{d-1} = 0.007297332583055 \quad (62)$$

$$\text{Als Vergleichswert dient die Feinstrukturkonstante: } \alpha_K := 0.0072973525698 \quad (63)$$

Im folgenden Bild werden diese Ergebnisse von jeweils **N** Stößen (hier 100 000 pro Durchlauf) durch einen roten und der Durchschnitt aller Werte bis zu dem entsprechenden Durchlauf des Programms durch einen grünen Punkt dargestellt. Die daraus entstehende grüne Linie liegt nach vielen Durchläufen über der blauen, so dass auf die Darstellung größerer **K** hier verzichtet wird. Im isotropen und homogenen Gas streben die Werte gegen eine Zahl in der Nähe der Feinstrukturkonstante (blau durchgezogene Linie). Mit sehr großen Stoßzahlen (Milliarden) strebt der Grenzwert ohne eine weitere Korrektur in Übereinstimmung mit den von L. Brendel und dessen in C geschriebenem Algorithmus gegen **0.0915401 / 4 π = 0.0072845...** Hier mit diesem Algorithmus kann das am schnellsten nachvollzogen werden, wenn vorn in (24) der Mittelwert 1 oder der letzte Wert der normalen Thermalisierung und eine große Zahl **N** (bis 10 Millionen in Mathcad auf PC) verwendet wird. **Damit sind allerdings nur bekannte Ergebnisse der klassischen Physik reproduziert.**

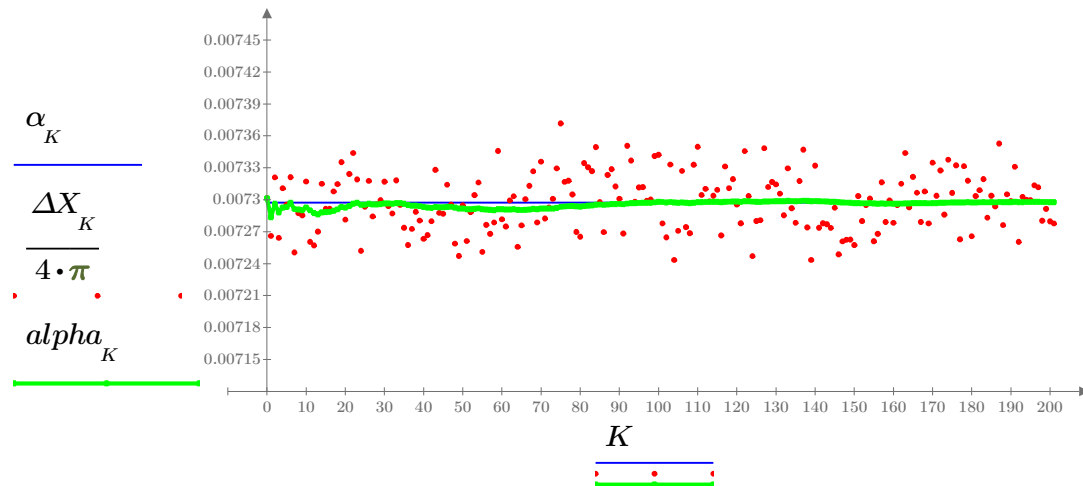


Bild 5: Geschwindigkeitsbetragsdifferenzen im Vergleich zur Feinstrukturkonstante

Offen bleibt bisher die Frage, wie die zur Erreichung der Feinstrukturkonstante erforderliche kleine Korrektur in (62) erklärt und auf die Eigenschaften für die nächsten Stöße übertragen werden kann. Damit könnte eine Brücke von der hier verwendeten klassischen Physik zu den Standardmodellen von Elementarteilchen und Kosmologie geschaffen werden. Das geht wohl nur in einer Theorie unter Berücksichtigung von Raum und Zeit, also nicht mehr ortslos, wie hier.

Neuerliche Hinweise im Usenet (news:sci.physics.research, "de vries formula for fine structure constant", von Luke Leighton vom 07.03.2014 und Diskussionen in news:de.sci.physik, "Ist die Feinstrukturkonstante Ergebnis von Stößen? (Fortsetzung ...)"), lassen aber darauf hoffen, auch schon in der ortslosen Betrachtung eine Brücke zur Standardphysik zu finden. Die Interpretation der angegebenen korrekten Berechnung ist vorläufig so, dass die Feinstrukturkonstante nur zur rein mathematischen Konstante wird. Das ist inakzeptabel. Eine physikalische Erklärung wird notwendig.

Vom Erzeugungsort kann sich eine kleine Geschwindigkeitsbetragsdifferenz in die Umgebung ausbreiten. Das ist in der Berechnung von alpha (62) berücksichtigt. Dabei wird angenommen, dass nach einer freien Weglänge, auch wenn diese hier nicht explizit betrachtet wird, ein sekundärer Stoß stattfindet. Die betrachtete Kugel trifft dort auf eine, welche durch einen vorhergehenden primären, sekundären, tertiären,... Stoß eine kleine Geschwindigkeitsbetragsänderung erfuhr, deren Größe von den durchschnittlich an dem letzten Stoßort herrschenden Eigenschaften abhängen. Am Systemrand ist ein im angenommenen punktförmigen Zentrum des Systems erzeugtes ΔX in alpha bereits um den Quotienten 4π korrigiert. Dieser beschreibt die mit dem Quadrat der Entfernung vom Erzeugungsort abnehmende wohlbekanntes Eigenschaft. Nach den durchschnittlichen freien Weglängen in der Umgebung werden Stöße mit Kugeln aus dieser stattfinden. Dabei ergeben sich ebenfalls Korrekturen der Geschwindigkeitserwartungswerte der Stoßpartner. Diese müssen bei eine korrekten Beschreibung des betrachteten Substrats, auch ortslos, berücksichtigt werden. Weil beim Stoß selbst nur die Relativgeschwindigkeiten der Stoßpartner relevant sind, kann die Korrektur auch bei den Kugeln des hypothetischen Systems (Clusters) erfolgen. Dessen Struktur und ein dadurch begründeter Wert sind hier noch unbekannt. In Versuchen kristallisierte sich $3 / (2 \pi)$ als Wert heraus, mit dem der Mittelwert für einen neuen Durchlauf versuchsweise korrigiert wird. Dieser wird in den oben berechneten Durchläufen so in m_{cl} geschrieben und dann in (24) rechts verwendet, sollte aber durch einen möglichen korrekteren Ausdruck ersetzt werden.

$$\mathbf{u}_{cl} := [1] \cdot \left(1 + \mathbf{alpha}_{d-1} \cdot \frac{3}{2 \cdot \pi} \right) = [1.00348421965594] \quad (64)$$

$$\text{WRITEPRN} ("m_{cl}", \mathbf{u}_{cl}) = [1.00348421965594] \quad (65)$$

Die in (64) erzeugte kleine Veränderung des Mittelwertes für eine Neuberechnung des Arbeitsblattes kann, wie bereits erwähnt, auch durch vorhergehende Stöße erzeugt werden. In der Menge \mathbf{u} kann diese multiplikative Korrektur der durchschnittlichen Änderung der Geschwindigkeitsbeträge berücksichtigt werden. Der im letzten Durchlauf des Arbeitsblattes erhaltene Wert wird deshalb mit dem Faktor aus dem vorhergehenden Durchlauf multipliziert und dieser, weil die gleiche Logik auch schon vorher galt, wiederum. Die multiplikativen Terme werden durch (2π) hoch i geteilt, was mit dem geringeren Einfluss vorheriger Stöße erklärt werden könnte. Das kann auf die exakte Berechnung des Wertes der Feinstrukturkonstante nach dem Iterationsverfahren von De Vries (siehe [DV 04]) führen.

Ob nun in der Formel alte Werte von **alpha** oder beispielsweise Werte $0 < \mathbf{alpha} < 9$ eingesetzt werden, ändert nichts am Ergebnis. Nur die Anzahl i der notwendigen Iterationen ändert sich geringfügig.

$$\alpha(\mathbf{alpha}) := \left\| \begin{array}{l} \mathbf{a}_0 \leftarrow \mathbf{alpha} \\ \text{for } i \in 1..9 \\ \left\| \begin{array}{l} \left(1 + \mathbf{a}_{i-1} \cdot \left(1 + \frac{\mathbf{a}_{i-1}}{2 \cdot \pi} \cdot \left(1 + \frac{\mathbf{a}_{i-1}}{(2 \cdot \pi)^2} \cdot \left(1 + \frac{\mathbf{a}_{i-1}}{(2 \cdot \pi)^3} \right) \right) \right) \right) \right) \\ \mathbf{a}_i \leftarrow \frac{\phantom{\left(1 + \mathbf{a}_{i-1} \cdot \left(1 + \frac{\mathbf{a}_{i-1}}{2 \cdot \pi} \cdot \left(1 + \frac{\mathbf{a}_{i-1}}{(2 \cdot \pi)^2} \cdot \left(1 + \frac{\mathbf{a}_{i-1}}{(2 \cdot \pi)^3} \right) \right) \right) \right) }}{e^{\frac{\pi^2}{2}}} \\ \mathbf{a}_i \\ \mathbf{a} \end{array} \right. \end{array} \right. \quad (66)$$

Dabei entstehen Ergebnisse, welche sich schon nach 8 Iterationsschritten nicht mehr verändern. In diese Funktion könnten beliebige Werte eingesetzt werden, also auch die erzeugten Geschwindigkeitsbetragsunterschiede, bzw. deren letzter Wert (59). Der erhaltene Wert wird am stärksten durch den Nenner in (66) = 0.007191883355826 beeinflusst. Dieser ergibt sich als Grenzwert mit sehr großen Stoßzahlen n , demnach eventuell auch durch Stöße.

$$\alpha(\Delta X_{d-1}) = \begin{bmatrix} 0.091723635108415 \\ 0.008592810033785 \\ 0.007316181873719 \\ 0.007297626020925 \\ 0.00729735653987 \\ 0.007297352626326 \\ 0.007297352569491 \\ 0.007297352568666 \\ 0.007297352568654 \\ 0.007297352568654 \end{bmatrix} \quad \begin{array}{l} \text{Mit größeren } n := d \cdot 100000 \text{ kommt} \\ \left(1 + \frac{\left(\frac{\pi^2}{2} \right)^{-n}}{n} \right) = 0.00719188325382 \\ e^{\frac{-\pi^2}{2}} = 0.007191883355826 \text{ nahe.} \end{array}$$

Der Zusammenhang mit Stößen steckt oben in (64) im willkürlichen Faktor $3 / (2 \pi)$. An dessen Stelle kann direkt mit Stoßergebnissen in den Algorithmus (66) eingegangen werden. Für die Rückkopplung bietet sich dann an, als Korrekturwert 0.03365402761309 zu verwenden, wenn in (66) ohne Iteration $a = 1$ verwendet wird. Die Ergebnisse lassen sich auch auf anderen Plattformen reproduzieren. In Python 2.7.2 erzeugt das von Luke Leighton zur Verfügung gestellte alpha.py in Windows folgenden Wert: **0.00729735256865385 92491259258565605705371126532554626** [LE 14]. Von Gottfried Helms wurde mit Pari/GP am 11.04.2014 (siehe news:de.sci.physik, Ist die Feinstrukturkonstante Ergebnis von Stößen? (Fortsetzung von 2005)) der möglicherweise noch exaktere Wert von **0.00729735256865385 342269473369085293208917479033617174283303752** mit interner Präzision von 1500 Stellen berechnet.

$$\mathbf{u}_{cl} := [1] \cdot \left(1 + \Delta X_{d-1} \cdot 0.03365402761309 \right) \quad (64')$$

WRITEPRN ("m_cl", \mathbf{u}_{cl}) = [1.00308686974871]

Das überschreibt (65) und bestätigt die anfängliche Fragestellung, falls der Wert in (62) sich nach vielen Stößen immer mehr der Feinstrukturkonstante nähert.

6. Ausblick

Haupterkennnis dieser Rechnungen ist, dass bei jedem Stoß, also auch im Vakuum, im Durchschnitt Abweichungen von den ursprünglichen Geschwindigkeitsbeträgen erzeugt werden (siehe (55)). Diese erreichen unter Berücksichtigung einer Rückkopplung mit der Korrektur durch den Gedanken, dass die Objekte einen kugelförmigen Bereich verlassen, einen Wert in der Nähe der **Feinstrukturkonstante**, sogar auf beliebige Stellen genau mit dem Iterationsverfahren von De Vries. Dabei erzeugt die Geometrie nur Faktoren mit π , wie sie in (62) und (66) vorkommen. Den Geschwindigkeitsvektoren könnten elektrische Feldkomponenten und den freien Weglängen in der nicht mehr ortslosen Betrachtung Magnetfeldkomponenten zugeordnet werden. ΔX entspräche dann dem Quadrat der **Elementarladung e^2** .

Ohne den Quotienten, also bei nahe beieinander liegenden Stoßorten, deuten die Abweichungen der Geschwindigkeitsbeträge nach Stößen auf die beobachtete Vergrößerung der Feinstrukturkonstante bei Hochenergiestoßversuchen hin. Den Strömungen bei der Thermalisierung zwischen verschiedenen Systemen sollten dann die bekannten Symmetrien des Standardmodells zugeordnet werden können. Dabei würden die bei den Stößen auftretenden Erwartungswerte der vorkommenden Winkel eine entscheidende Rolle spielen. Die elektroschwache Wechselwirkung sollte dann ebenfalls mit den Strömen der stattfindenden Thermalisierungen erklärbar sein. Auch die "Kopplungskonstante" der starken Wechselwirkung könnte damit erklärbar werden, obwohl diese alternativ vermutlich durch den Einfluss der freien Weglängen umschrieben werden kann. Dadurch kämen die bekannten Naturkonstanten einem Verständnis näher (vgl. [Fr 09]). So könnte eventuell eine Verbindung zur Gitter-QCD, welche auch Monte-Carlo-Simulationen verwendet, geschaffen werden (vgl. [Wt 13]). Der Zusammenhang mit dem Spin von Elementarteilchen sollte zur Findung stabiler Systeme im HKG vorrangig geklärt werden. Dazu reicht allerdings die ortslose Betrachtung nicht.

Eine weitere Brücke zwischen der klassischen Physik und den Quantenfeldtheorien könnte durch die intensivere Betrachtung von Wirbeln geschaffen werden. Verwirbelungen kommen in Gasen (Meteorologie) bzw. Plasmen vor und erzeugen vermutlich auch dort eine Zahl in der Nähe der Feinstrukturkonstante vgl. [Se 05].

7. Literatur

- [Wi 03] Wiese, A.L.; Stoßverhalten in einem einfachen Gas harter Kugeln (HKG), Porec und Sarajevo, 2003, <http://struktron.de/alt/2003-HKG.pdf>
- [DV 04] De Vries, Hans; An exact formula for the Elektro Magnetic coupling constant (fine structure constant), October 4, 2004, http://www.chip-architect.com/news/2004_10_04_The_Electro_Magnetic_coupling_constant.html
- [Wi 05] Wiese, A.L.; Zufällige Stöße; 2005; <http://struktron.de/alt/2005-ZufallsstößeFSK.pdf>
- [Se 05] Selvam, A.M.; A General Systems Theory for Chaos, Quantum Mechanics and Gravity for Dynamical Systems of all Space-Time Scales, <http://arxiv.org/abs/physics/0503028>
- [Br 07] Brendel, L.; ohne Titel (Stoßwahrscheinlichkeiten im Harte Kugeln Gas); unveröffentlichtes Manuskript; Uni Duisburg 2007; <http://www.struktron.de/atom/Beweise/B-stoss.pdf>
- [Fr 07] Fritzsche, Harald; The Fundamental Constants in Physics, <http://arxiv.org/pdf/0902.2989v1.pdf>
- [Wi 09] Wiese, A.L.; Thermalisierung; <http://struktron.de/alt/2009-Thermalisierung.pdf>
- [Wi 10] Wiese, A.L.; Einfache diskrete Objekte zur Erweiterung des Standardmodells, Sarajevo und Porec 8/2010, <http://struktron.de/HKM.pdf>
- [Ku 10] Kunz, Manfred; Eine Formelsuche für die Naturkonstante α als eine Chance für Jedermann, <http://www.kunz-consult.com/app/download/5789602367/Hannover.pdf>
- [He 11] Hedrich, Reiner; Raumzeitkonzeptionen in der Quantengravitation (Spacetime in Quantum Gravity), <http://arxiv.org/pdf/1101.1835v1>
- [Wt 13] Wittig, Hartmut; Farbdynamik auf dem Gitter, Physik Journal Dezember 2013, http://www.pro-physik.de/details/physikjournalArticle/5541851/Farbdynamik_auf_dem_Gitter.html
- [LE 14] Leighton, Luke Kenneth Casson, Implementation of the de Vries algorithm in python 2, 2014, das jeweils aktuelle Original auf http://lkcl.net/reports/fine_structure_constant/alpha.py