



(19)
 Bundesrepublik Deutschland
 Deutsches Patent- und Markenamt

(10) **DE 198 36 708 B4** 2004.04.15

(12)

Patentschrift

(21) Aktenzeichen: **198 36 708.2**
 (22) Anmeldetag: **13.08.1998**
 (43) Offenlegungstag: **24.02.2000**
 (45) Veröffentlichungstag
 der Patenterteilung: **15.04.2004**

(51) Int Cl.7: **F24J 3/00**

Innerhalb von 3 Monaten nach Veröffentlichung der Erteilung kann Einspruch erhoben werden.

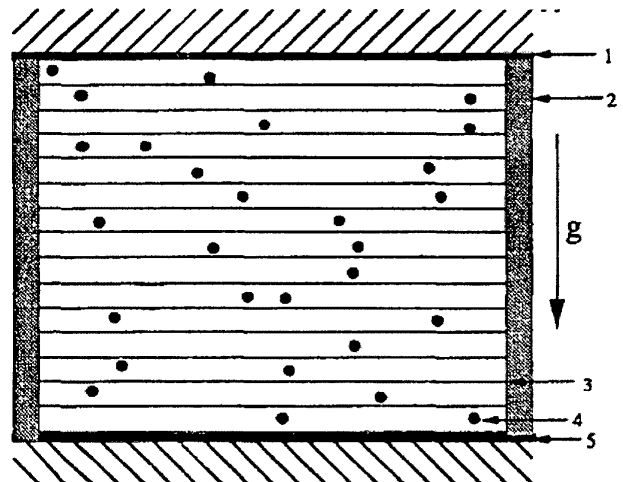
(71) Patentinhaber:
Freitag, Rolf, Dipl.-Phys., 90461 Nürnberg, DE

(72) Erfinder:
gleich Patentinhaber

(56) Für die Beurteilung der Patentfähigkeit in Betracht
 gezogene Druckschriften:
DE 197 15 754 C1
Brenig, Wilhelm: Statistische Theorie der Wärme.
Berlin, Springer, 3. Aufl., 1992, S. 10,11,63-67;
Elementare Materie, Vakuum und Felder. Die
Struktur des Vakuums und die Bausteine der
Natur.
P.A. Dirac, E. Schrödinger, D.H. Greenberger,
u.a. Spektrum der Wissenschaft: Verständliche
Forschung, 2. Aufl., 1988, S. 73;
Hurlbut, F.C.: Studies of molecular Scattering at
the solid surface. In: Journal of Applied Physics,
Vol. 28, 1957, Nr. 8, S. 844-845;

(54) Bezeichnung: **Verfahren zur Erzeugung von Temperaturdifferenzen in Gasen mittels Potentialfelder**

(57) Hauptanspruch: Verfahren zur Erzeugung von Temperaturdifferenzen in Gasen mittels Potentialfeldern, dadurch gekennzeichnet,
 – dass das Gas im Gasbehälter so dünn eingestellt wird, dass die mittlere freie Weglänge der Gas-Moleküle nicht kleiner als die Höhe des Gasbehälters in dem Potentialfeld ist und
 – dass Decke und Boden des Gasbehälters derart geformt sind, dass die Strahlungscharakteristik der vom Boden zur Decke emittierten Gasmoleküle nicht kosinusförmig zur Vertikalen ist.



Beschreibung

Stand der Technik

[0001] Es ist allgemein bekannt daß, gemäß dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik, die Erzeugung von Temperaturdifferenzen in geschlossenen Systemen im thermischen Gleichgewicht nicht möglich ist (Brenig, Wilhelm, Statistische Theorie der Wärme, 3. Aufl. 1992, S.67) . Deshalb können Temperaturdifferenzen im thermischen Gleichgewicht auch nur in Systemen auftreten, in denen die additive Trennbarkeit der Energien und der Logarithmen der Verteilungsfunktionen der Untersysteme, also die notwendige und hinreichende Voraussetzung des zweiten Hauptsatzes, durch langreichweitige Wechselwirkung nicht erfüllt ist (Brenig, Wilhelm, Statistische Theorie der Wärme, 3. Aufl. 1992, S.10,11,63f.).

[0002] Ein Beispiel dafür ist das Photonen-Gas der Nullpunktstrahlung im Gravitationsfeld; beispielweise hätte die Erde im thermischen Gleichgewicht mit einer Hintergrundstrahlung von exakt 0K eine Temperatur von $4 \cdot 10^{-40}K$ (Dirac, P. A., Schrödinger , E. u. a., Elementare Materie, Vakuum und Felder, 2. Aufl. 1988, S. 73). Diese Temperaturdifferenz ist aber für eine technische Nutzung viel zu klein.

Aufgabenstellung

[0003] Der im Patentanspruch angegebenen Erfindung liegt das Problem zugrunde, in nicht additiv trennbaren Systemen Temperaturdifferenzen mit Gasen in Potentialfeldern zu erzeugen, die nicht nur berechnet, sondern auch technisch zum Heizen, Kühlen oder Stromerzeugen verwendet werden können.

[0004] Dieses Problem wird durch die Merkmale der Anspruchs gelöst.

[0005] Der Einfachheit halber wird im Folgenden als Potentialfeld nur das homogene Beschleunigungsfeld mit der konstanten Beschleunigung g betrachtet, denn in anderen Fällen, z. B. ein Elektronengas im inhomogenen E-Feld, ist die Rechnung und Anwendung analog. In dem Fall eines sehr dünnen einatomigen Gases bei dem der Einfluß der Seitenwände auf die Temperatur von Boden und Decke vernachlässigbar ist (z. B. bei unendlich großem Boden und Decke, also fehlenden Seitenwänden), ergibt sich die Gleichgewichtstemperatur der thermisch isolierten Decke in der Höhe h über dem Boden in der Höhe 0 aus der Bodentemperatur T durch Integration über den Phasenraum des Gaststroms in der Höhe h :

$$T(gh) = \frac{m \cdot \overline{v^2}}{4 \cdot k} = \frac{m}{4 \cdot k} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} v^2 \cdot \varphi_{\theta}(v, gh)_N \cdot \sin(\theta) \cdot dv d\varphi d\theta \quad (1)$$

mit

$$\varphi_{\theta}(v, gh)_N := \frac{v_0 \cdot \varphi_{\theta}(v, gh)}{\int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} v_0 \cdot \varphi_{\theta}(v, gh) \cdot \sin(\theta) dv d\varphi d\theta} \quad (2)$$

und $v_0 = \sqrt{v^2 + 2 \cdot g \cdot h}$. Für einen isotrop reflektierenden ebenen Boden, also

$$\varphi_{\theta}(v, gh) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2 \cdot k \cdot T} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot (v^2 + 2 \cdot g \cdot h) \cdot e^{-\frac{(v^2 + 2 \cdot g \cdot h) \cdot m}{2 \cdot k \cdot T}} \cdot \Theta \left(v - \sqrt{2 \cdot g \cdot h} \cdot \tan(\theta) \right) \cdot \frac{v}{\sqrt{v^2 + 2 \cdot g \cdot h}} \quad (3)$$

ergibt sich für die Temperatur der Decke in der Höhe h :

$$\frac{T}{4} \cdot \frac{3 \cdot \sqrt{m \cdot g \cdot h \cdot k \cdot T \cdot \pi} \cdot \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{m \cdot g \cdot h}{k \cdot T}} \right) e^{\frac{m \cdot g \cdot h}{k \cdot T}} - 8 \cdot k \cdot T - 2 \cdot m \cdot g \cdot h}{\sqrt{m \cdot g \cdot h \cdot k \cdot T \cdot \pi} \cdot \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{m \cdot g \cdot h}{k \cdot T}} \right) e^{\frac{m \cdot g \cdot h}{k \cdot T}} - 2 \cdot k \cdot T} - \frac{2 \cdot m \cdot g \cdot h}{4 \cdot k} \quad (4)$$

[0006] (Mit einen kosinusförmig emittierenden Boden ergäbe sich nur T .) Wie auch eigene firstprinciples-Simulationen zeigen, wird die Deckentemperatur mit kleiner werdender freier Weglänge zunehmend kleiner, aber qualitativ ändert sich dabei nichts.

[0007] Beispielsweise ergibt sich für Xenon bei 293K am Boden eine Deckentemperatur von bis zu 310K (bei

einem mittleren Temperaturgradienten von rd. 0.02K/m bei $g = 9.81 \text{ m/s}_2$). Durch Kaskadierung solcher Systeme kann man, z. B. zum Antrieb von Turbinen, an der obersten Decke auch einige 100K mehr erreichen (s. **Abb. 1**).

[0008] Da der Wärmeinnenwiderstand einer Kammer eines solchen Systems, nach R. Heise, Elementare Einführung in die Kinetische Gastheorie, Leipzig 1963, S. 101, gleich

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{P_{th}} = \frac{1}{3 \cdot A \cdot n \cdot k} \sqrt{\frac{4 \cdot m \cdot \pi}{k \cdot (T + T_D)}}$$

also relativ groß ist, empfiehlt es sich die Dichte n zu maximieren. Eine Möglichkeit ist z. B. das Minimieren der Höhe h , wobei natürlich ein kompensierendes Erhöhen von g , z. B. mittels Gaszentrifuge, erfolgen muß. Dadurch wird auch der Temperaturgradient größer.

[0009] Wie man an dem Integral über dem Phasenraum (1) sieht, ist es egal ob der Boden isotrop emittiert oder die Decke so geformt ist daß sie, durch ihre Geometrie bedingt, von den vom Boden nicht isotrop emittierten Atomen nur den Anteil empfängt, der isotrop emittiert wurde. Dieser Fall ist z. B. bei einer Kugel oberhalb einem ebenen, kosinusförmig reflektierenden Boden gegeben, denn in diesem Fall ist die (Atom-)Strahlungsdichte richtungsunabhängig und da die auf den Boden projizierte Fläche der Kugel immer gleich ist, emittiert der Boden zur Kugel auch in diesem Fall isotrop.

[0010] Ein Beispiel eines solchen Bodens sind beispielsweise raube Oberflächen (Journal of Applied Physics, Volume 28, Nr. 8, 1957, P. 844ff.), denn die Kosinus-Charakteristik ist rein geometrisch bedingt.

[0011] Im Phononen- wie im Photonen-Gas ergibt die relativistische Rechnung zwar auch einen Temperaturgradienten (Dirac, P A., Schrödinger, E. u. a., Elementare Materie, Vakuum und Felder, 2. Aufl. 1988, S. 73), aber der ist so klein, daß er auch in nächster Zukunft technisch nicht verwertet werden kann.

Ausführungsbeispiel

[0012] Ausführungsbeispiele der Erfindung mit einatomigen Gasen sind in **Abb. 1** und 2 dargestellt und werden im Folgenden näher beschrieben.

[0013] In **Abb. 1**, einer Querschnitt-Seitenansicht, sind die Knudsen-Gas-Kammern übereinandergestapelt und seitlich thermisch isoliert (2). Die Kammern sind durch thermisch gut leitende Bleche oder gespannte Folien (3) voneinander getrennt. Die Dichte der Gas-Atome (4) ist so gering, daß die mittlere freie Weglänge größer als eine Kammer-Höhe ist und die Breite einer Kammer ist sehr viel größer als die Kammer-Höhe, damit Rand-Effekte vernachlässigbar klein bleiben. Da der Temperaturgradient in den Kammern in 1. Näherung gleich ist, ergibt sich im Spezialfall von isotrop emittierenden Kammer-Zwischenwänden zwischen Boden (5) und Decke (1) und einem sehr kleinen Wärmestrom zwischen Boden und Decke eine Temperaturdifferenz von $N \cdot ((\text{Formel 4}) - T) (N = \text{Kammeranzahl})$.

[0014] In **Abb. 2**, einer Querschnitt-Seitenansicht, hängt eine Kugel (1) an einem dünnen Nylon-Faden in einem Gas (4), in dem die mittlere freie Weglänge viel größer als die Höhe der Kugel über dem Boden (5). Die Isolation der Kammer, die sehr viel größer als die Kugel ist, ist spiegelnd reflektierend und thermisch isolierend, so daß sie keinen Einfluß auf die Temperatur im Kammerinnern hat. Der Boden ist rau, besitzt also eine Cosinus-Charakteristik, wodurch also die Gas-Atome (4), die vom Boden (5) zur Kugel (1) fliegen isotrop auf die Kugel auftreffen. Im Thermischen Gleichgewicht ist die Kugel-Temperatur gemäß Formel 4 höher als die Boden-Temperatur. Die die Temperaturdifferenz verringernde Wärmestrahlung kann, z. B. durch Vergoldung aller Oberflächen in der Kammer, vernachlässigbar klein eingestellt werden. Mittels eines Kühlkreislaufs kann man die erhöhte Temperatur der Kugel auch außerhalb der Kammer nutzen.

Patentansprüche

1. Verfahren zur Erzeugung von Temperaturdifferenzen in Gasen mittels Potentialfeldern, **dadurch gekennzeichnet**,

- dass das Gas im Gasbehälter so dünn eingestellt wird, dass die mittlere freie Weglänge der Gas-Moleküle nicht kleiner als die Höhe des Gasbehälters in dem Potentialfeld ist und
- dass Decke und Boden des Gasbehälters derart geformt sind, dass die Strahlungscharakteristik der vom Boden zur Decke emittierten Gasmoleküle nicht kosinusförmig zur Vertikalen ist.

Es folgt ein Blatt Zeichnungen

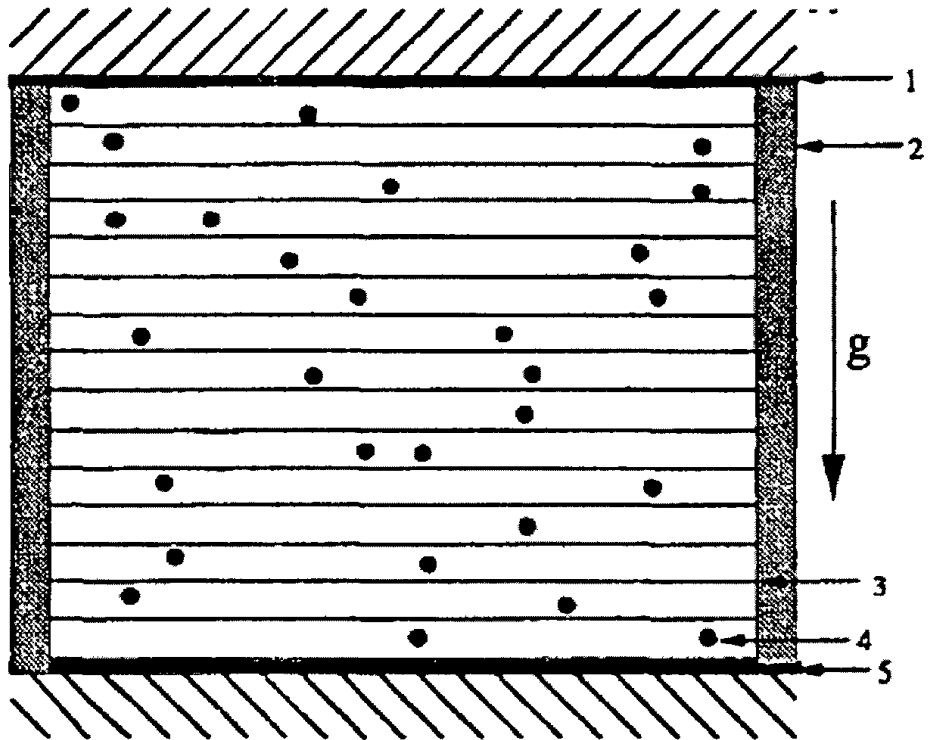


Abbildung 1

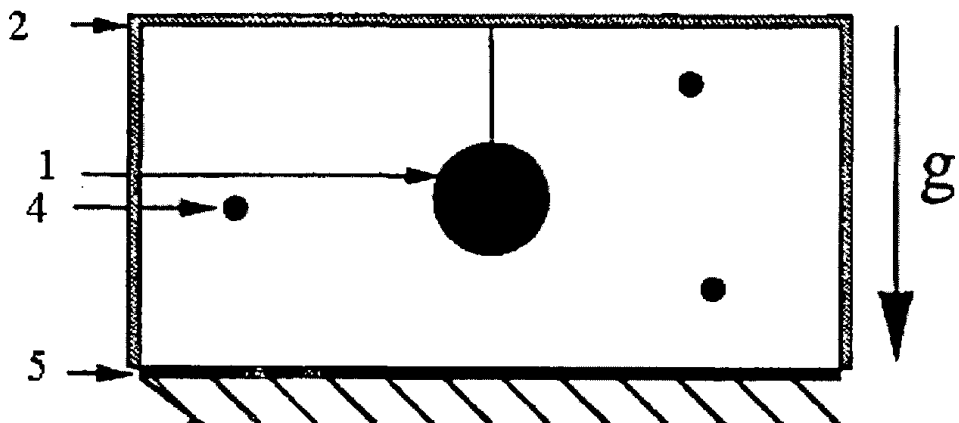


Abbildung 2