Efecto Casimir

Christian F. Díaz Bahamondes

Mecánica Cuántica Avanzada

11 de Junio del 2014

Índice

Motivación

- H.Casimir y D. Poldier estudiaron los efectos de retardacion para la interacción Van der Waals-London.[1]

[1] H. B. G. Casimir, Koninkl. Ned. Adak. Wetenschap. Proc. 51, 793 (1948).

Motivación

- H.Casimir y D. Poldier estudiaron los efectos de retardacion para la interacción Van der Waals-London.[1]
- Mostraron la interacción a largas distancia de dos ejemplos

[1] H. B. G. Casimir, Koninkl. Ned. Adak. Wetenschap. Proc. 51, 793 (1948).

Motivación

- H.Casimir y D. Poldier estudiaron los efectos de retardacion para la interacción Van der Waals-London.[1]
- Mostraron la interacción a largas distancia de dos ejemplos
- Punto de partida para estudiar el cambio de energía de la electrodinámica clásica

[1] H. B. G. Casimir, Koninkl. Ned. Adak. Wetenschap. Proc. 51, 793 (1948).

- Se pudo calcular la fuerza existente entre dos placas paralelas conductoras en el vacío.

- Se pudo calcular la fuerza existente entre dos placas paralelas conductoras en el vacío.
- Los resultados fueron similares a los estudiados con la interacción Van der Waals-London.

Calculo clásico de la Fuerza Casimir

PHYSICAL REVIEW VOLUME 73, NUMBER 4 FEBRUARY 15, 1948

The Influence of Retardation on the London-van der Waals Forces

H. B. G. CASIMIR AND D. POLDER
Natuurkundig Laboratorium der N. V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven, Netherlands

(Received May 16, 1947)

The influence of retardation on the energy of interaction between two neutral atoms is investigated by means of quantum electrodynamics. As a preliminary step, Part I contains a discussion of the interaction between a neutral atom and a perfectly conducting plane, and it is found that the influence of retardation leads to a reduction of the interaction energy by a correction factor which decreases monotonically with increasing distance R. This factor is equal to unity for R small compared with the wave-lengths corresponding to the atomic frequencies, and is proportional to R^{-1} for distances large compared with these wave-lengths. In the latter case the total interaction energy is given by $-3\hbar c\alpha/8\pi R^4$, where α is the static polarizability of the atom. Although the problem of the interaction of two atoms discussed in Part II is much more difficult to handle mathematically, the results are very similar. Again the influence of retardation can be described by a monotonically decreasing correction factor which is equal to unity for small distances and proportional to R^{-1} for large distances. In the latter case the energy of interaction is found to be $-23\hbar c\alpha_1\alpha_2/4\pi R^7$.

Figure: Paper de H. Casimir D. Poldier que dio partida al Efecto Casimir

Mathematics. — *On the attraction between two perfectly conducting plates.* By H. B. G. CASIMIR.

(Communicated at the meeting of May 29, 1948.)

In a recent paper by POLDER and CASIMIR [1]) it is shown that the interaction between a perfectly conducting plate and an atom or molecule with a static polarizibility α is in the limit of large distances R given by

$$\delta E = -\frac{3}{8\pi} \hbar c \frac{\alpha}{R^4}$$

and that the interaction between two particles with static polarizibilities α_1 and α_2 is given in that limit by

$$\delta E = -\frac{23}{4\pi} \hbar c \frac{\alpha_1 \alpha_2}{R^7}.$$

Figure: Segundo paper de H. Casimir, donde explica la fuerzas que lleva su nombre

Energía punto cero (Energía del vacío)

- De la cuantización del campo EM podemos escribir el Hamiltoniano del campo:

$$H = \sum_k \hbar\omega_k \left(a_k^\dagger a_k + \frac{1}{2} \right) \tag{1}$$

Energía punto cero (Energía del vacío)

- De la cuantización del campo EM podemos escribir el Hamiltoniano del campo:

$$H = \sum_k \hbar\omega_k \left(a_k^\dagger a_k + \frac{1}{2} \right) \tag{1}$$

- Tomando el valor de expectación del Hamiltoniano actuando sobre $|0\rangle$

$$\langle E \rangle = \langle 0|H|0\rangle = \langle 0| \sum_k \hbar\omega_k \left(a_k^\dagger a_k + \frac{1}{2} \right) |0\rangle = \frac{1}{2} \sum_k \hbar\omega_k \tag{2}$$

Energía punto cero (Energía del vacío)

- De la cuantización del campo EM podemos escribir el Hamiltoniano del campo:

$$H = \sum_k \hbar\omega_k \left(a_k^\dagger a_k + \frac{1}{2} \right) \tag{1}$$

- Tomando el valor de expectación del Hamiltoniano actuando sobre $|0\rangle$

$$\langle E \rangle = \langle 0|H|0\rangle = \langle 0| \sum_k \hbar\omega_k \left(a_k^\dagger a_k + \frac{1}{2} \right) |0\rangle = \frac{1}{2} \sum_k \hbar\omega_k \tag{2}$$

- Como ya sabiamos, encontramos con que la energía del ground state es ¡infinita!

Fuerza de Casimir

Fuerza de Casimir

- Consideraremos una gran cavidad de dimensiones LxL de area basal delimitada por placas conductoras

Fuerza de Casimir

- Consideraremos una gran cavidad de dimensiones *LxL* de area basal delimitada por placas conductoras
- Tomaremos la diferencia de energía entre las dos placas

$$\Delta E(d, A) = (E_I + E_{II}) - (E_{III} + E_{IV}) \tag{3}$$

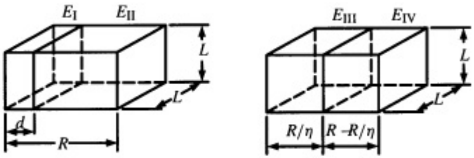


Figure: Figura esquematica del arreglo

$$\Delta E(d, A) = \lim_{R\to\infty} \Delta E(d, A, R) \tag{4}$$

- Como cada E_i es divergente, pondremos un *cut-off* fisicamente razonable

$$E_i = \sum_k \hbar\omega_k exp\left(-\lambda\frac{\omega_n}{c}\right) \tag{5}$$

- Como cada E_i es divergente, pondremos un *cut-off* fisicamente razonable

$$E_i = \sum_k \hbar\omega_k exp\left(-\lambda\frac{\omega_n}{c}\right) \tag{5}$$

- Donde al final del resultado $\lambda \to 0$

- Como cada E_i es divergente, pondremos un *cut-off* fisicamente razonable

$$E_i = \sum_k \hbar\omega_k exp\left(-\lambda\frac{\omega_n}{c}\right) \tag{5}$$

- Donde al final del resultado $\lambda \to 0$
- En una guía de onda rectangular los modos normales son:

$$\omega_{lmn} = ck_{lmn}(d, L, L) \tag{6}$$

- Asumiendo que el área $L^2 \gg d^2$ nos quedará:

$$\Delta E = \hbar c \sum_{l=1}^{\infty} \int_{m=0}^{\infty} \int_{n=0}^{\infty} dmdn \sqrt{\left(\frac{l\pi}{d}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{L}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L}\right)^2} \quad (7)$$

- Asumiendo que el área $L^2 \gg d^2$ nos quedará:

$$\Delta E = \hbar c \sum_{l=1}^{\infty} \int_{m=0}^{\infty} \int_{n=0}^{\infty} dmdn \sqrt{\left(\frac{l\pi}{d}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{L}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L}\right)^2} \quad (7)$$

- Haciendo **mucha** algebra llegamos a que:

$$\Delta E = \frac{\hbar c \pi^2 A}{2d} \frac{d^2}{d\alpha^2} \left(\sum_{n=0}^{\infty} \frac{B_n}{n!} \left(\frac{\alpha}{d}\right)^{n-2} \right) \quad (8)$$

donde B_n son los números de Bernoulli.

- La diferencia de energía será entonces:

$$
\begin{aligned}
\Delta E(d,R,A) \quad = \quad & \lim_{R\to\infty}\lim_{\alpha\to 0}\frac{\hbar c A\pi^2}{2}\frac{d^2}{d\alpha^2} \\
& \left\{\left[\left(\frac{1}{d}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{B_n}{n!}\left(\frac{\alpha}{d}\right)^{n-2}\right)\right.\right. \\
& \left.+\left(\frac{1}{R-d}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{B_n}{n!}\left(\frac{\alpha}{R-d}\right)^{n-2}\right)\right] \\
& -\left[\left(\frac{1}{R/\eta}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{B_n}{n!}\left(\frac{\alpha}{R/\eta}\right)^{n-2}\right)\right. \\
& \left.\left.+\left(\frac{1}{R-R/\eta}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{B_n}{n!}\left(\frac{\alpha}{R-R/\eta}\right)^{n-2}\right)\right]\right\} \qquad (9)
\end{aligned}
$$

- Si hacemos la expansión a primer orden nos queda

$$\begin{aligned}\Delta E(d,R,A) &= \lim_{R\to\infty}\lim_{\alpha\to 0}\frac{\hbar c A\pi^2}{2}\Bigg\{-\frac{2}{720}\Big(\frac{1}{d^3} \\ &+\frac{1}{(R-d)^3}-\frac{1}{(R/\eta)^3}-\frac{1}{(R-R/\eta)^3} \\ &+\text{más potencias de }\alpha\Big)\Bigg\} \qquad (10)\end{aligned}$$

- Si hacemos la expansión a primer orden nos queda

$$\begin{aligned} \Delta E(d,R,A) &= \lim_{R\to\infty}\lim_{\alpha\to 0}\frac{\hbar c A\pi^2}{2}\Bigg\{-\frac{2}{720}\Big(\frac{1}{d^3} \\ &+\frac{1}{(R-d)^3}-\frac{1}{(R/\eta)^3}-\frac{1}{(R-R/\eta)^3} \\ &+\text{más potencias de } \alpha\Big)\Bigg\} \end{aligned} \tag{10}$$

- Finalmente econtramos que la diferencia de energía será:

$$\Delta E(d,A) = \frac{-\pi^2\hbar c A}{720 d^3} \tag{11}$$

- Si hacemos la expansión a primer orden nos queda

$$\begin{aligned} \Delta E(d,R,A) &= \lim_{R\to\infty}\lim_{\alpha\to 0}\frac{\hbar c A\pi^2}{2}\Big\{ -\frac{2}{720}\Big(\frac{1}{d^3} \\ &+\frac{1}{(R-d)^3}-\frac{1}{(R/\eta)^3}-\frac{1}{(R-R/\eta)^3} \\ &+\text{más potencias de }\alpha\Big)\Big\} \end{aligned} \tag{10}$$

- Finalmente econtramos que la diferencia de energía será:

$$\Delta E(d,A) = \frac{-\pi^2\hbar c A}{720 d^3} \tag{11}$$

- Con ello la fuerza correspondiente a esta energía será

$$F = -\frac{\pi^2\hbar c A}{240 d^4} = 0.013\frac{1}{a^4}\,dyne/cm^2 \tag{12}$$

- Si hacemos la expansión a primer orden nos queda

$$\begin{aligned}\Delta E(d,R,A) &= \lim_{R\to\infty}\lim_{\alpha\to 0}\frac{\hbar c A\pi^2}{2}\Big\{-\frac{2}{720}\Big(\frac{1}{d^3}\\ &+\frac{1}{(R-d)^3}-\frac{1}{(R/\eta)^3}-\frac{1}{(R-R/\eta)^3}\\ &+\text{más potencias de }\alpha\Big)\Big\} \qquad (10)\end{aligned}$$

- Finalmente econtramos que la diferencia de energía será:

$$\Delta E(d,A)=\frac{-\pi^2\hbar c A}{720 d^3} \qquad (11)$$

- Con ello la fuerza correspondiente a esta energía será

$$F=-\frac{\pi^2\hbar c A}{240 d^4}=0.013\frac{1}{a^4}dyne/cm^2 \qquad (12)$$

- !'**Es atractiva**!

- Entonces podemos esquematizar lo que sucede físicamente

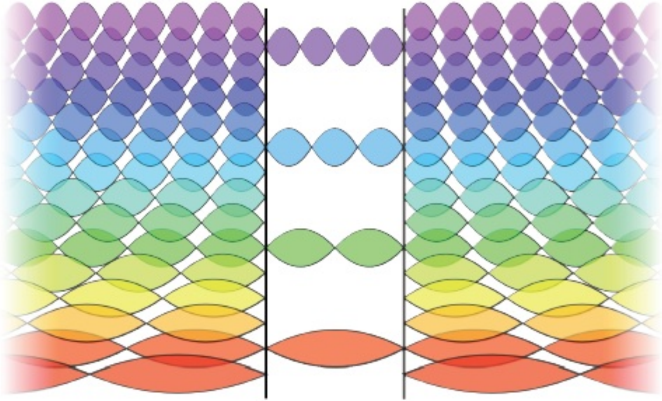


Figure: Ondas EM dentro y fuera de la cavidad que producen el Efecto Casimir

Consideraciones

Consideraciones

- Lo primero que debemos destacar es el echo que la fuerza anterior es idealizada

Consideraciones

- Lo primero que debemos destacar es el echo que la fuerza anterior es idealizada
- Se consideran las placas como perfectas conductoras

Consideraciones

- Lo primero que debemos destacar es el echo que la fuerza anterior es idealizada
- Se consideran las placas como perfectas conductoras
- Imponemos condiciones de contorno sobre el campo EM

Primer experimento para demostrar el Efecto Casimir

[2] M. J. Sparnaay, Physica (Utrecht) 24, 751 (1958).

Primer experimento para demostrar el Efecto Casimir

- Abrikosova (1957) con la colaboración de Sparnaay realizaron el primer experimento para demostrar el Efecto Casimir.[2]

[2] M. J. Sparnaay, Physica (Utrecht) 24, 751 (1958).

Primer experimento para demostrar el Efecto Casimir

- Abrikosova (1957) con la colaboración de Sparnaay realizaron el primer experimento para demostrar el Efecto Casimir.[2]
- Diseñaron el siguiente experimento:

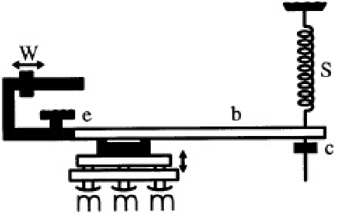


Figure: Figura esquematica del arreglo

[2] M. J. Sparnaay, Physica (Utrecht) 24, 751 (1958).

Procedimiento

Procedimiento

- Elegimos una distancia inicial entre las placas tal que la fuerza entre ellas sea menor que la resolución de la medición $(10^{-3} dyn/cm^2)$

Procedimiento

- Elegimos una distancia inicial entre las placas tal que la fuerza entre ellas sea menor que la resolución de la medición ($10^{-3} dyn/cm^2$)
- Con el peso W y el resorte S podemos colocar la escala en equilibrio

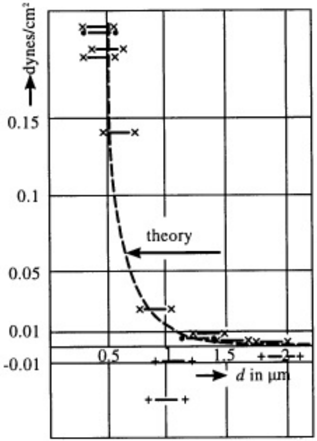
Procedimiento

- Elegimos una distancia inicial entre las placas tal que la fuerza entre ellas sea menor que la resolución de la medición ($10^{-3} dyn/cm^2$)
- Con el peso W y el resorte S podemos colocar la escala en equilibrio
- Cambiamos la distancia entre las placas con un tornillo que cambia micrometro

Procedimiento

- Elegimos una distancia inicial entre las placas tal que la fuerza entre ellas sea menor que la resolución de la medición ($10^{-3} dyn/cm^2$)
- Con el peso W y el resorte S podemos colocar la escala en equilibrio
- Cambiamos la distancia entre las placas con un tornillo que cambia micrometro
- Medimos la fuerza que se genera por la variación de la capacitancia del condensador

Resultados



Comentarios

Comentarios

- Se puede apreciar que los resultados experimentales concuerdan, en general, con la teoría predicha

Comentarios

- Se puede apreciar que los resultados experimentales concuerdan, en general, con la teoría predicha
- Este experimento excluye explicaciones que no sean el efecto Casimir

Comentarios

- Se puede apreciar que los resultados experimentales concuerdan, en general, con la teoría predicha
- Este experimento excluye explicaciones que no sean el efecto Casimir
- No se consideraron efectos de impureza en las placas

Comentarios

- Se puede apreciar que los resultados experimentales concuerdan, en general, con la teoría predicha
- Este experimento excluye explicaciones que no sean el efecto Casimir
- No se consideraron efectos de impureza en las placas
- Toda la carga electroestática debe ser removida

Comentarios

- Se puede apreciar que los resultados experimentales concuerdan, en general, con la teoría predicha
- Este experimento excluye explicaciones que no sean el efecto Casimir
- No se consideraron efectos de impureza en las placas
- Toda la carga electroestática debe ser removida
- Las placas deben ser completamente planas y lograr que esten totalmente paralelas

Derivación moderna de la Fuerza de Casimir

[3] Kyle Kingsbury, The Casimir Effect - A Comprehensive Exercise, Version 3, (2009).

Derivación moderna de la Fuerza de Casimir

- Usaremos una derivación moderna. Haremos uso de una transformación matemática conocida como la "Regularaización de la función Zeta" [3]

[3] Kyle Kingsbury, The Casimir Effect - A Comprehensive Exercise, Version 3, (2009).

Derivación moderna de la Fuerza de Casimir

- Usaremos una derivación moderna. Haremos uso de una transformación matemática conocida como la "Regularaización de la función Zeta" [3]
- Podemos escribir el promedio de los modos de energía entre dos placas

$$\langle E \rangle = \frac{\hbar}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{L^2}{(2\pi)^2} \sum_{-\infty}^{\infty} \omega dk_x dk_y \tag{13}$$

[3] Kyle Kingsbury, The Casimir Effect - A Comprehensive Exercise, Version 3, (2009).

Derivación moderna de la Fuerza de Casimir

- Usaremos una derivación moderna. Haremos uso de una transformación matemática conocida como la "Regularaización de la función Zeta" [3]
- Podemos escribir el promedio de los modos de energía entre dos placas

$$\langle E \rangle = \frac{\hbar}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{L^2}{(2\pi)^2} \sum_{-\infty}^{\infty} \omega dk_x dk_y \tag{13}$$

- Los límites toma la consideración de para ambos estados de polarización $k \neq 0$

[3] Kyle Kingsbury, The Casimir Effect - A Comprehensive Exercise, Version 3, (2009).

- La expresión regulariazada será:

$$\langle E(s)\rangle = \frac{\hbar}{2}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{L^2}{(2\pi)^2}\sum_{-\infty}^{\infty}\omega\cdot\omega^{-2s}dk_x dk_y \tag{14}$$

- La expresión regulariazada será:

$$\langle E(s)\rangle = \frac{\hbar}{2}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{L^2}{(2\pi)^2}\sum_{-\infty}^{\infty}\omega\cdot\omega^{-2s}dk_x dk_y \tag{14}$$

- Haciendo un **poco** de calculo podemos llegar a

$$\langle E(s,R)\rangle = \frac{\hbar c L^2}{2(2\pi)^2}\int_0^{\infty} y(y^2+1)^{1/2-s}\sum_{n=1}^{\infty}\left(\frac{n\pi}{R}\right)^{3-2s}dy \tag{15}$$

- La expresión regulariazada será:

$$\langle E(s)\rangle = \frac{\hbar}{2}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{L^2}{(2\pi)^2}\sum_{-\infty}^{\infty}\omega\cdot\omega^{-2s}dk_x dk_y \qquad (14)$$

- Haciendo un **poco** de calculo podemos llegar a

$$\langle E(s,R)\rangle = \frac{\hbar c L^2}{2(2\pi)^2}\int_0^{\infty} y(y^2+1)^{1/2-s}\sum_{n=1}^{\infty}\left(\frac{n\pi}{R}\right)^{3-2s}dy \qquad (15)$$

- con y$\equiv \frac{Rx}{n\pi}$

- Cuando $s \to 0$ la ecuación anterior diverge. Para $s \to 3/2$ y más grande converge.

- Cuando $s \to 0$ la ecuación anterior diverge. Para $s \to 3/2$ y más grande converge.
- Podemos calcular para $S = 3/2$

$$\int_0^\infty y(y^2+1)^{1/2-s} dy = -\frac{1}{2}\left(\frac{1}{3/2-s}\right)\bigg|_{s=0} = -\frac{1}{3} \qquad (16)$$

- Cuando $s \to 0$ la ecuación anterior diverge. Para $s \to 3/2$ y más grande converge.
- Podemos calcular para $S = 3/2$

$$\int_0^\infty y(y^2+1)^{1/2-s}dy = -\frac{1}{2}\left(\frac{1}{3/2-s}\right)\Bigg|_{s=0} = -\frac{1}{3} \qquad (16)$$

- Entonces nos queda

$$\begin{aligned} \langle E(s,R)\rangle &= -\frac{\hbar c\pi^2 L^2}{6}\frac{1}{R^3}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n^{2s-3}} \\ &= -\frac{\hbar c\pi^2 L^2}{6}\frac{1}{R^3}\zeta(2s-3)\Bigg|_{s=0} \qquad (17) \end{aligned}$$

- Finalmente obtenemos que la energía es

$$\langle E(R) \rangle = -\frac{\hbar c \pi^2 L^2}{720} \frac{1}{R^3} \tag{18}$$

- Finalmente obtenemos que la energía es

$$\langle E(R) \rangle = -\frac{\hbar c \pi^2 L^2}{720} \frac{1}{R^3} \tag{18}$$

- Donde $\zeta(-3) = \frac{1}{120}$

Comentarios

Comentarios

- En ningún momento restamos energía entre las placas como antes

Comentarios

- En ningún momento restamos energía entre las placas como antes
- Sugiere una intuisión física para la renormalización de la funcion zeta

Comentarios

- En ningún momento restamos energía entre las placas como antes
- Sugiere una intuisión física para la renormalización de la funcion zeta
- "Utilizando la continuación analítica de $S = 3/2 \rightarrow S = 0$ en algún sentido corresponde a restar contribuciones inherentes del campo EM a la energía del ground-state"

Demostración de la Fuerza de Casimir (Péndulo de torsión)

[4] S. K. Lamoreaux. Demonstration of the casimir force in the 0.6 to 6μm range. Phys. Rev. Lett., 78(1):58, Jan 1997.)

Demostración de la Fuerza de Casimir (Péndulo de torsión)

- Se utilizará una placa y una superficie esférica metalica [4]

[4] S. K. Lamoreaux. Demonstration of the casimir force in the 0.6 to 6μm range. Phys. Rev. Lett., 78(1):58, Jan 1997.)

Demostración de la Fuerza de Casimir (Péndulo de torsión)

- Se utilizará una placa y una superficie esférica metalica [4]
- No hay problemas de paralelismo

[4] S. K. Lamoreaux. Demonstration of the casimir force in the 0.6 to 6μm range. Phys. Rev. Lett., 78(1):58, Jan 1997.)

Demostración de la Fuerza de Casimir (Péndulo de torsión)

- Se utilizará una placa y una superficie esférica metalica [4]
- No hay problemas de paralelismo
- Cuando uno cambia a una superficie esférica, cambia la geometría. Acudimos al Proximity Force Theorem (PFT)

[4] S. K. Lamoreaux. Demonstration of the casimir force in the 0.6 to 6μm range. Phys. Rev. Lett., 78(1):58, Jan 1997.)

Demostración de la Fuerza de Casimir (Péndulo de torsión)

- Se utilizará una placa y una superficie esférica metalica [4]
- No hay problemas de paralelismo
- Cuando uno cambia a una superficie esférica, cambia la geometría. Acudimos al Proximity Force Theorem (PFT)
- En el presente caso se reduce la fuerza a

$$F_c(a) = 2\pi RE = 2\pi R\left(\frac{\pi^2\hbar c}{720a^3}\right) \tag{19}$$

[4] S. K. Lamoreaux. Demonstration of the casimir force in the 0.6 to 6μm range. Phys. Rev. Lett., 78(1):58, Jan 1997.)

- En este experimento se utilizan dos correcciones más para el resultado final.

- En este experimento se utilizan dos correcciones más para el resultado final.
- -) La temperatura finita ≈ 300 K

$$F_c^T(a) = F_c(a)\left(1 + \frac{720}{\pi^2} f(\xi)\right) \tag{20}$$

- En este experimento se utilizan dos correcciones más para el resultado final.
- -) La temperatura finita ≈ 300 K

$$F_c^T(a) = F_c(a)\left(1 + \frac{720}{\pi^2} f(\xi)\right) \tag{20}$$

- -) La conductividad finita de las placas

$$F_c'(a) = F_c(a)\left(1 + \frac{4c}{a\omega_p}\right) \tag{21}$$

Resultados

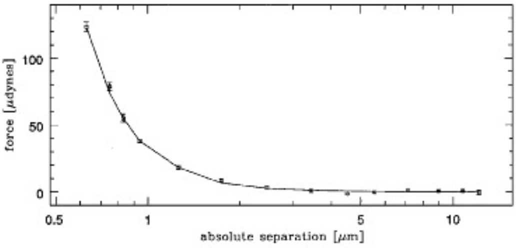


Figure: Resultados obtenidos donde se resto la fuerza eléctrica, en comparación con la fuerza de Casimir esperada para una placa esférica 11,3 cm.

Conclusiones

Conclusiones

- Se puede calcular la intereacción entre dos atomos (Van der Waals force). Casimir encontró que esto mismo se puede calcular con una intuición de cuántica de campos

Conclusiones

- Se puede calcular la intereacción entre dos atomos (Van der Waals force). Casimir encontró que esto mismo se puede calcular con una intuición de cuántica de campos
- La fuerza se debe esencialmente a las fluctuaciones del vacío que producen una fuerza de atracción entre las placas

Conclusiones

- Se puede calcular la intereacción entre dos atomos (Van der Waals force). Casimir encontró que esto mismo se puede calcular con una intuición de cuántica de campos
- La fuerza se debe esencialmente a las fluctuaciones del vacío que producen una fuerza de atracción entre las placas
- Podemos formular la misma fuerza de una manera mucho más moderna, (zeta-function regularization)

Conclusiones

- Se puede calcular la intereacción entre dos atomos (Van der Waals force). Casimir encontró que esto mismo se puede calcular con una intuición de cuántica de campos
- La fuerza se debe esencialmente a las fluctuaciones del vacío que producen una fuerza de atracción entre las placas
- Podemos formular la misma fuerza de una manera mucho más moderna, (zeta-function regularization)
- Se ha podido verificar el efecto de varias maneras que con cuerdan con la teoría

Bibliografía

- H. G. B. Casimir, On the attraction between two perfectly conducting plates, Proc. K. Ned. Akad. Wet. 51,793, (1948).
- Kyle Kingsbury, The Casimir Effect - A Comprehensive Exercise, Version 3, (2009).
- W. Greiner, Quantum Mechanics: Special Chapters, Springer.
- S. K. Lamoreaux. Demonstration of the casimir force in the 0.6 to 6μm range. Phys. Rev. Lett., 78(1):5 (8, Jan 1997).
- The Casimir Effect, Notes by Asaf Szulc
- Casimir Physics, Diego A. R. Dalvit, Peter W. Milonni, David C. Roberts and Felipe S.S. Rosa

Bonus Track

Bonus Track

- También existe la Fuerza Casimir repulsiva (materiales dieléctricos)

Bonus Track

- También existe la Fuerza Casimir repulsiva (materiales dielétricos)
- Se ha relacionado al efecto Casimir tanto con la constante de estructura fina como con la constante cosmológica

Bonus Track

- También existe la Fuerza Casimir repulsiva (materiales dielétricos)
- Se ha relacionado al efecto Casimir tanto con la constante de estructura fina como con la constante cosmológica
- **Video**

¡Muchas Gracias!