

χ -Oszillator

Dipl.- Ing. Björnstjerne Zindler, M.Sc.

www.Zenithpoint.de

Erstellt: 01. August 2003 – Letzte Revision: 1. September 2020

Inhaltsverzeichnis

1 Einfluss der Werte q und p	3
---------------------------------------------------------------	----------

Literatur

[001] Keine für vorliegenden Text.

1 Einfluss der Werte q und p - Eine kleine Zusammenfassung

Was bleibt zu tun? Es muss noch geklärt werden, welchen Einfluss die Werte p und q , die bis jetzt als 1 angenommen wurden, auf einige vorliegende, berechnete Werte haben. So wird das Potential erweitert von:

$$\Psi(c_n, n) = e^{-c_n} \cdot (\gamma - c_n - n) \quad [001]$$

Auf:

$$\Psi(c_n, n, p, q) = \frac{p}{q^{n+2}} \cdot e^{-qc_n} \cdot (\ln p + \ln q + \gamma - qc_n - n)$$

Die charakteristischen Werte:

Nullstellen:

$${}_0c_n = \frac{\ln p + \ln q + \gamma - n}{q}$$

Schnittpunkt y- Achse:

$${}_y c_n = \frac{\ln p + \ln q + \gamma - n}{q^{n+2}}$$

Minimum:

$$P_E \left(\frac{\ln p + \ln q + \gamma - n + 1}{q}; -\frac{p}{q^{n+2}} \cdot e^{-(\ln p + \ln q + \gamma - n + 1)} \right)$$

Wendestelle:

$$P_W \left(\frac{\ln p + \ln q + \gamma - n + 2}{q}; -\frac{2p}{q^{n+2}} \cdot e^{-(\ln p + \ln q + \gamma - n + 2)} \right)$$

Flächenintegral:

$$\int_{0_n}^{\infty} \dots \int_{0_3}^{\infty} \int_{0_2}^{\infty} \int_{0_1}^{\infty} \int_0^{\infty} z dt dc_1 dc_2 dc_3 \dots dc_n = \frac{p}{q^{n+3}} \cdot (\ln p + \ln q + \gamma - n - 1)$$

Folgendes Integral:

$$\int_{0_{n+1}}^{\infty} \int_{0_n}^{\infty} \dots \int_{0_3}^{\infty} \int_{0_2}^{\infty} \int_{0_1}^{\infty} \int_0^{\infty} z dt dc_1 dc_2 dc_3 \dots dc_n d_{n+1} = \frac{p}{q^{n+4}} \cdot (\ln p + \ln q + \gamma - n - 2)$$

Die notwendige Zentrierung erfolgt durch:

$$\Psi(c, n, p, q) = \frac{p}{q^{n+2}} \cdot e^{-qc_n} \cdot (\ln p + \ln q + \gamma - qc_n - n) + e^{-\frac{\ln p + \ln q + \gamma - n + 1}{q}}$$

mit:

$$c_n = c + \frac{\ln p + \ln q + \gamma - n + 1}{q}$$

Die anfänglich umfangreiche Berechnungsgrundlage ergibt nach der Vereinfachung eine überraschend einfache Lösung:

$$\Psi(c, n, q) = q^{-(n+3)} \cdot e^{n-\gamma-1} \cdot (1 - e^{-qc} \cdot (qc + 1))$$

Bemerkenswert ist das Wegfallen des Wertes p . Das ist möglich über drei Fälle:

- $p = 1$: Für diesen Fall der Konstantierung des Wertes p ist p zwar noch vorhanden, erscheint jedoch formal nicht in der Berechnungsgrundlage. Der an p angekoppelte Term bleibt unverändert erhalten.
- $p = 0$: Für diesen Fall der Konstantierung des Wertes p ist p samt angeschlossenem Term völlig aus der Berechnungsgrundlage eliminiert.
- $p = -1$: Für diesen Fall der Konstantierung des Wertes p ist p noch vorhanden, erscheint jedoch formal nicht in der Berechnungsgrundlage. Der an p angekoppelte Term bleibt unverändert, jedoch negiert erhalten.

Die Taylor- Entwicklung des zentrierten Rumpfpotentials wird durchgeführt:

$$\Psi(c, n, q) = q^{-(n+3)} \cdot e^{n-\gamma-1} \cdot (1 - e^{-qc} \cdot (qc + 1))$$

\Rightarrow

$$\Psi_0(c, q) = 1 - e^{-qc} \cdot (qc + 1)$$

\Rightarrow

$$\Psi_0(c, q) = \frac{1}{2}(qc)^2 - \frac{1}{3}(qc)^3 + \frac{1}{8}(qc)^4 - \frac{1}{30}(qc)^5 + \frac{1}{144}(qc)^6 - \frac{1}{840}(qc)^7 + \frac{1}{5760}(qc)^8 + \dots$$

Damit steht das Ersatzsystem des Feder- Masse- Schwingers fest:

$$\Psi^\bullet(c, n, q) = q^{-(n+3)} \cdot e^{n-\gamma-1} \cdot \frac{1}{2}(qc)^2 = q^{-(n+1)} \cdot e^{n-\gamma-1} \cdot \frac{c^2}{2}$$

\Rightarrow

$$\frac{\partial}{\partial c} \Psi^\bullet(c, n, q) = q^{-(n+1)} \cdot e^{n-\gamma-1} \cdot c$$

\Rightarrow

$$\omega_0 = \sqrt{q^{-(n+1)} \cdot e^{n-\gamma-1}}$$

\Rightarrow

$$\bar{f}_0(n) = \frac{f_0(n)}{f_0(0)} = \sqrt{(q^{-1}e^1)^n} = (q^{-1}e^1)^{\frac{n}{2}} \rightarrow \bar{f}_0 = \frac{f_0(n)}{f_0(n-1)} = \sqrt{q^{-1}e^1}$$

Für die Bewegungsdifferentialgleichung gilt somit:

$$c'' + \omega_0^2 c = 0$$

Konsequenz der Bewegungsdifferentialgleichung ist es, dass sämtliche Erkenntnisse der Eigenfrequenzen und der Konsequenzen für n weiterhin gültig sind, der Wert q lediglich die Grundfrequenz ω_0 des Systems ändert.

Bleibt die Anharmonizität zu überprüfen:

$$e^{\bar{x}} = \frac{1}{1}q^1c^0 - \frac{1}{1}q^2c^1 + \frac{1}{2}q^3c^2 - \frac{1}{6}q^4c^3 + \frac{1}{24}q^5c^4 - \frac{1}{120}q^6c^5 + \frac{1}{720}q^7c^6 + \dots$$

\Rightarrow

$$e^{\bar{x}}(c; q) = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{q^{n+1}c^n}{n!}$$

\Rightarrow

$$e^{\bar{x}}(c; q) = qe^{-qc}$$

\Rightarrow

$$\bar{x}(c; q) = \ln q - qc$$

Die Teilanharmonizitäten:

$$\bar{x}_n = \frac{(-1)^n}{n!} \cdot q^{n+1}$$

Die Quantelung von n soll wieder gefunden werden:

$$n = e^{-\bar{x}} = e^{qc - \ln q} = \frac{1}{q} \cdot e^{qc}$$

\Rightarrow

$$c = \frac{1}{q} \cdot \ln(qn)$$

Bleibt die Untersuchung der Potentialstufenentwicklung, damit die Festlegungen der Eigenfrequenzen gültig werden. Die Potentialstufen, an der die Eigenfrequenzen liegen:

$$\Psi_0(c, q) = 1 - e^{-qc} \cdot (qc + 1)$$

\Rightarrow

$$\Psi_0(n, q) = 1 - e^{-\ln(qn)} \cdot (\ln(qn) + 1)$$

\Leftrightarrow

$$\Psi_0(n, q) = 1 - \frac{\ln(qn) + 1}{qn}$$

\Rightarrow

$$\lim_{n \rightarrow +\infty} \Psi_0(n, q) = 1$$

Die Differenz der Potentialstufen:

$${}_{n-1}\bar{\Psi}_0(n, q) = {}_n\Psi_0(n) - {}_{n-1}\Psi_0(n) = \frac{\ln \frac{q^n (n-1)^n}{q^{(n-1)n} n^{(n-1)}} + 1}{q(n-1)n}$$

\Rightarrow

$$\lim_{n \rightarrow +\infty} {}_{n-1}\bar{\Psi}_0(n, q) = 0$$

Die Untersuchung der maximalen Energie des Potentials:

$$\Psi(c, n, q) = q^{-(n+3)} \cdot e^{n-\gamma-1} \cdot (1 - e^{-qc} \cdot (qc + 1))$$

\Rightarrow

$$E_{\text{Max}}(n, q) = q^{-(n+3)} \cdot e^{n-\gamma-1} = q^{-(n+3)} \cdot E_{\text{Max}}(n)$$

\Rightarrow

$$\overline{E_{\text{Max}}}(n, q) = \frac{E_{\text{Max}}(n, q)}{E_{\text{Max}}(0, q)} = q^{-n} e^n = \left(\frac{e^1}{q}\right)^n = \frac{\overline{E_{\text{Max}}}(n)}{q^n}$$

\Rightarrow

$$\overline{\overline{E_{\text{Max}}}}(q) = \frac{E_{\text{Max}}(n, q)}{E_{\text{Max}}(n-1, q)} = q^{-1} e^1 = \frac{e^1}{q} = \frac{\overline{\overline{E_{\text{Max}}}}}{q}$$

L^AT_EX 2_ε

