

**Institut für Physikalische Chemie
Albert-Ludwigs-Universität Freiburg**

**Lösungen zum Übungsblatt 7
zur Vorlesung Physikalische Chemie II
WS 2008/09 Prof. E. Bartsch**

- 7.1 Die spektrale Energiedichteverteilung unserer Sonne und des Nordsterns haben Maxima bei den Wellenlängen $\lambda_{\max} = 510 \text{ nm}$ und $\lambda_{\max} = 350 \text{ nm}$.
- Berechnen Sie Oberflächentemperaturen dieser Sterne unter der Annahme, dass die stellaren Oberflächen wie Schwarze Strahler verhalten.
 - Berechnen Sie unter derselben Annahme für beide Sterne die Strahlungsleistung, die von 1 cm^2 stellarer Oberfläche ausgeht.

Lösung:

a) Für Schwarze Strahler gilt das Wiensche Gesetz für das Maximum der spektralen Energiedichte:

$$\lambda_{\max} T = \text{const}; \quad \text{const} = 2.898 \cdot 10^{-3} \text{ m K}$$

$$\text{Sonne: } T = \frac{2.898 \cdot 10^{-3} \text{ m K}}{510 \cdot 10^{-9} \text{ m}} = 5700 \text{ K} \quad \text{Nordstern: } T = \frac{2.898 \cdot 10^{-3} \text{ m K}}{350 \cdot 10^{-9} \text{ m}} = 8300 \text{ K}$$

c) Für die spezifische Ausstrahlung gilt Stefans Gesetz:

$$M = \sigma \cdot T^4; \quad \sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2}$$

$$\text{Sonne: } M = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^4 \times (5700)^4 = 5.90 \cdot 10^7 \text{ W m}^{-2} \approx 6000 \text{ W cm}^{-2}$$

$$\text{Nordstern } M = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^4 \times (8300)^4 = 2.71 \cdot 10^8 \text{ W m}^{-2} \approx 27000 \text{ W cm}^{-2}$$

- 7.2 Berechnen Sie die mittlere Energie eines Oszillators (z.B. e^- in den Wänden eines Schwarzkörperstrahlung emittierenden Hohlraums)

- in der Näherung der klassischen Physik
- unter Berücksichtigung der Energiequantisierung, d.h. $E = nh\nu$ mit $n = 0, 1, 2, 3, \dots$

$$\text{Hinweis zu a): } \int_0^{\infty} x^n e^{-ax} dx = \frac{n!}{a^{n+1}}$$

Hinweise zu b): Setzen Sie $\alpha = h\nu/k_B T$ und berechnen Sie als Zwischenschritt

$$-\alpha \frac{d}{d\alpha} \ln \sum_{n=0}^{\infty} e^{-n\alpha}. \text{ Berücksichtigen Sie dann:}$$

$$(1 - X)^{-1} = 1 + X + X^2 + X^3 + \dots, \text{ mit } X = e^{-\alpha}$$

Lösung:

a) die mittlere Energie $\bar{\varepsilon}$ eines klassischen Oszillators ist gegeben durch

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\int_0^{\infty} E \cdot P(E) dE}{\int_0^{\infty} P(E) dE}, \quad \text{mit } P(E) = \frac{1}{k_B T} e^{-\frac{E}{k_B T}}$$

Wir betrachten Nenner und Zähler separat.

Nenner:

$$\frac{1}{k_B T} \int_0^{\infty} e^{-E/k_B T} dE = \frac{1}{k_B T} \int_0^{\infty} e^{-\alpha} k_B T d\alpha = \int_0^{\infty} e^{-\alpha} d\alpha \quad \text{mit } \alpha = \frac{E}{k_B T} \quad \text{und} \quad \frac{d\alpha}{dE} = \frac{1}{k_B T}$$

$$\int_0^{\infty} e^{-\alpha} d\alpha = \left[-e^{-\alpha} \right]_0^{\infty} = 0 - (-1) = 1 \quad \text{Die Verteilung ist auf 1 normiert.}$$

Zähler:

$$\frac{1}{k_B T} \int_0^{\infty} E e^{-E/k_B T} dE = \frac{1}{k_B T} \int_0^{\infty} \alpha k_B T e^{-\alpha} k_B T d\alpha = k_B T \int_0^{\infty} \alpha e^{-\alpha} d\alpha = k_B T$$

$$\text{da} \quad \int_0^{\infty} \alpha e^{-\alpha} d\alpha = \frac{1!}{(-1)^2} = 1$$

Damit erhalten wir das klassische Resultat $\bar{\varepsilon} = k_B T$.

b) Für einen Oszillator mit den diskreten Energiewerten $E = nh\nu$, $n = 0, 1, 2, \dots, \infty$ gilt für die mittlere Energie

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} \frac{nh\nu}{k_B T} e^{-nh\nu/k_B T}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-nh\nu/k_B T}} = k_B T \frac{\sum_{n=0}^{\infty} n\alpha e^{-n\alpha}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-n\alpha}}; \quad \text{mit } \alpha = \frac{h\nu}{k_B T}$$

Eine elegante Lösung dieses Problems liefert der Zusammenhang:

$$-\alpha \frac{d}{d\alpha} \ln \sum_{n=0}^{\infty} e^{-n\alpha} = \frac{-\alpha \frac{d}{d\alpha} \sum_{n=0}^{\infty} e^{-n\alpha}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-n\alpha}} = \frac{-\sum_{n=0}^{\infty} \alpha \frac{d}{d\alpha} e^{-n\alpha}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-n\alpha}} = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} n\alpha e^{-n\alpha}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-n\alpha}}$$

Damit wird

$$\bar{\varepsilon} = k_B T \left(-\alpha \frac{d}{d\alpha} \ln \sum_{n=0}^{\infty} e^{-n\alpha} \right) = -h\nu \frac{d}{d\alpha} \ln \sum_{n=0}^{\infty} e^{-n\alpha}$$

Die Summe lässt sich mit der Substitution $X = e^{-\alpha}$ als geometrische Reihe schreiben,

$$\begin{aligned} \sum_{n=0}^{\infty} e^{-n\alpha} &= 1 + e^{-\alpha} + e^{-2\alpha} + e^{-3\alpha} + \dots \\ &= 1 + X + X^2 + X^3 + \dots \end{aligned}$$

Mit dem Summenwert der geometrischen Reihe

$$1 + X + X^2 + X^3 + \dots = \frac{1}{1-X} \quad (\text{die unendliche Reihe lässt sich auch als}$$

Taylorentwicklung von $(1+X)^{-1}$ auffassen) erhalten wir schließlich:

$$\begin{aligned} \bar{\varepsilon} &= -h\nu \frac{d}{d\alpha} \ln(1 - e^{-\alpha})^{-1} = \\ &= \frac{-h\nu}{(1 - e^{-\alpha})^{-1}} (-1)(1 - e^{-\alpha})^{-2} e^{-\alpha} = \\ &= \frac{h\nu e^{-\alpha}}{(1 - e^{-\alpha})} = \frac{h\nu}{e^{\alpha} - 1} = \frac{h\nu}{e^{h\nu/k_B T} - 1} \end{aligned}$$

7.3 M Leiten Sie aus dem Planck'schen Strahlungsgesetz

$$\rho(\lambda) = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (1.1)$$

die folgenden Beziehungen her:

- das Wien'sche Verschiebungsgesetz, $T\lambda_{\max} = \text{const.}$; welchen Wert hat diese Konstante?
- das Stefan-Boltzmann-Gesetz, $I(T) = \sigma T^4$; welchen Wert hat σ ?

c) das Rayleigh-Jeans-Gesetz, $\rho(\lambda) = 8\pi kT / \lambda^4$

Hinweise:

1. Die transzendente Gleichung

$$\frac{xe^x}{e^x - 1} = 5 \quad (1.2)$$

hat die reelle Näherungslösung $x \approx 4,965$.

2.
$$\int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx = \frac{\pi^4}{15} \quad (1.3)$$

Lösung:

a) Wir suchen den Wert der Wellenlänge (λ_{\max}), bei der die Energiedichte der Strahlung ihr Maximum hat.

Wir differenzieren Gleichung 1.1 nach (λ) (Produktregel und Kettenregel) und setzen die Ableitung Null.

Wir verwenden die Abkürzung $\frac{hc}{kT} = a$ und erhalten

$$\rho(\lambda) = \underbrace{8\pi hc}_{\text{Konstante}} \underbrace{\frac{1}{\lambda^5}}_u \underbrace{\left[\exp\left(\frac{a}{\lambda}\right) - 1 \right]^{-1}}_v$$

$$\frac{d\rho(\lambda)}{d\lambda} = \text{Konstante} [uv' + vu']$$

$$0 = 8\pi hc \left[-\frac{1}{\lambda^5} \left(\exp\left(\frac{a}{\lambda}\right) - 1 \right)^{-2} \exp\left(\frac{a}{\lambda}\right) \left(-\frac{a}{\lambda^2} \right) + \left(\exp\left(\frac{a}{\lambda}\right) - 1 \right)^{-1} \left(-\frac{5}{\lambda^6} \right) \right] \quad \left| \cdot \frac{\lambda^6}{8\pi hc} \right.$$

$$0 = \left(\exp\left(\frac{a}{\lambda}\right) - 1 \right)^{-2} \exp\left(\frac{a}{\lambda}\right) \left(\frac{a}{\lambda} \right) + \left(\exp\left(\frac{a}{\lambda}\right) - 1 \right)^{-1} (-5) \quad \left| \cdot \left(\exp\left(\frac{a}{\lambda}\right) - 1 \right) \right.$$

$$\left(\exp\left(\frac{a}{\lambda}\right) - 1 \right)^{-1} \exp\left(\frac{a}{\lambda}\right) \left(\frac{a}{\lambda} \right) = 5$$

Wir nennen $\frac{a}{\lambda} = x$ und erhalten:

$$5 = \frac{x \exp(x)}{\exp(x) - 1}$$

Die Lösung dieser Gleichung ist gegeben

$x = 4,965$

$$x = \frac{a}{\lambda} = \frac{hc}{kT\lambda} = 4,965$$

Wir lösen nach $T\lambda_{\max}$ auf:

$$T\lambda_{\max} = \frac{hc}{4,965 \text{ k}} = \frac{6,6 \cdot 10^{-34} \text{ Js} \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}}{4,965 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}}$$

$$= 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ mK}$$

Wir betrachten einen Menschen als schwarzen Körper mit $T = 310 \text{ K}$ und erhalten

$$\lambda_{\max} = \frac{2,9 \cdot 10^{-3} \text{ mK}}{310 \text{ K}}$$

$$= 9,35 \cdot 10^{-6} \text{ m}$$

Die Wellenlänge des Emissionsmaximums liegt bei 9350 nm, d.h. im infraroten Bereich (sichtbar 400 – 700 nm).

b) Zur Berechnung der gesamten Energiedichte der Strahlung müssen wir über die spektrale Energiedichte integrieren.

$$\rho = \int_0^{\infty} \rho(\lambda) d\lambda$$

$$\rho = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \left(\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1 \right)^{-1} d\lambda$$

Um das Integral in der Form zu erhalten, wie es in der Tabelle gegeben ist, führen wir folgende Substitution durch:

$$\frac{hc}{\lambda kT} = x, \quad dx = -\frac{hc}{kT\lambda^2} d\lambda$$

$$\lambda = \frac{hc}{xkT} \quad d\lambda = -\frac{kT\lambda^2}{hc} dx$$

Die Integration erfolgt über λ . Wenn wir die Substitution durchführen, erhalten wir für $\lambda = 0 \rightarrow x = \infty$ und $\lambda = \infty \rightarrow x = 0$. Schließlich vertauschen wir obere und untere Grenze, so dass wir erhalten:

$$\int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} \dots = \int_{x=\infty}^{x=0} \dots = - \int_{x=0}^{x=\infty} \dots$$

Damit erhalten wir:

$$\rho = - \int_0^{\infty} \frac{8\pi hc (kT)^5 x^5}{(hc)^5} (\exp(x) - 1)^{-1} \left(-\frac{kT\lambda^2}{hc} dx \right)$$

$$= \int_0^{\infty} \frac{8\pi hc (kT)^5 x^5 \cdot kT (hc)^2}{(hc)^5 hc x^2 (kT)^2} (\exp(x) - 1)^{-1} dx$$

$$= \frac{8\pi (kT)^4}{(hc)^3} \int_0^{\infty} \frac{x^3}{(\exp(x) - 1)} dx$$

Mit dem gegebenen Wert für das Integral ergibt sich schließlich

$$\rho = \frac{8\pi (kT)^4}{(hc)^3} \frac{\pi^4}{15} = \frac{8\pi^5 (kT)^4}{(hc)^3 15} = b T^4$$

Der Zusammenhang zwischen der Strahlungsdichte im Hohlraum und der nach außen in den Halbraum emittierten Strahlung ist:

$$M = \frac{1}{A} \frac{dQ}{dt} = \frac{1}{4} \rho c = \frac{1}{4} b T^4 c = \frac{8\pi^5 k^4 c}{4 (hc)^3 15} T^4 = \sigma T^4$$

Einheiten:

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15 h^3 c^2} = \frac{2\pi^5 (1,38 \cdot 10^{-23})^4}{(6,6 \cdot 10^{-34})^3 (3 \cdot 10^8)^2} \left[\frac{J^4 K^{-4}}{J^3 s^3 m^2 s^{-2}} = J s^{-1} K^{-4} m^{-2} = W K^{-4} m^{-2} \right]$$

$$\sigma = 5,679 \cdot 10^{-8} W K^{-4} m^{-2} \text{ („Stefan-Boltzmann“-Konstante).}$$

Aus σ wurde von Planck erstmals die Größe von h berechnet.

c) Das Rayleigh-Jeans Gesetz ist das Grenzgesetz für große Wellenlängen, d.h.

$\lambda \rightarrow \infty, x \rightarrow 0$. Wir entwickeln die exp-Funktion in eine Reihe

$$\exp(x) \approx 1 + x + \dots$$

$$\lim_{x \rightarrow 0} \rho(x) = \frac{8\pi (kT)^5}{(hc)^4} x^4$$

oder

$$\lim_{\lambda \rightarrow \infty} \rho(\lambda) = \frac{8\pi kT}{\lambda^4}$$

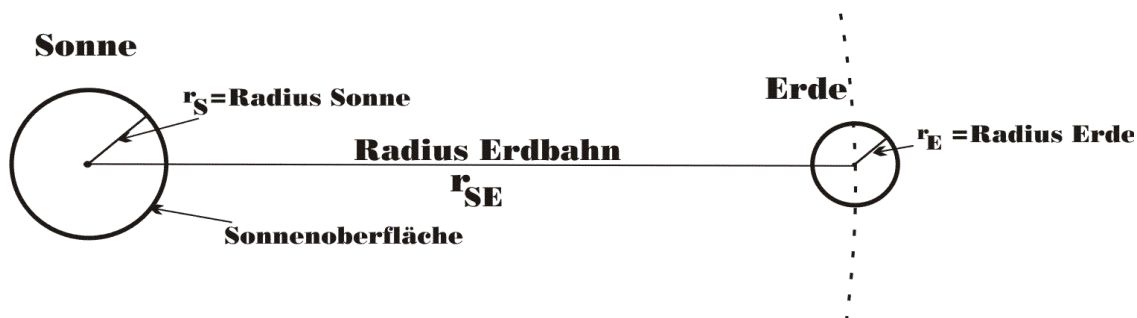
7.4 Die Bestrahlungsstärke (Intensität = Energie pro Flächen- und Zeiteinheit) der Sonnenstrahlung beträgt an der Erdoberfläche $M = 1350 \text{ Jm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Das Intensitätsmaximum liegt bei einer Wellenlänge λ_{max} von $4,75 \cdot 10^{-7} \text{ m}$. Berechnen Sie aus diesen Angaben auf zwei verschiedenen Wegen mit den Strahlungsgesetzen die Oberflächentemperatur T_S der Sonne unter der Annahme, dass die Sonne als idealer schwarzer Strahler betrachtet werden kann. Der Abstand von Sonne und Erde beträgt $r_{SE} = 1,49 \cdot 10^{11} \text{ m}$ der Sonnendurchmesser $d_S = 1,391 \cdot 10^9 \text{ m}$.

b) Berechnen Sie die Oberflächentemperatur der Erde unter folgenden Annahmen:

- 1) Die Erde verhält sich wie ein schwarzer Strahler, die gesamte Erdoberfläche strahlt Energie ab (Erdradius: $6,3 \cdot 10^6 \text{ m}$).
- 2) Von der eingestrahnten Energie wird 30 % reflektiert (Albedo). Nur der beleuchtete Teil der Erdoberfläche absorbiert Energie.

Lösung:

Die Bestrahlungsstärke der Sonne im Abstand zur Erde ist gegeben $I = S_0 = 1350 \text{ Wm}^{-2}$. Daraus muss zurückgerechnet werden auf die Strahlungsleistung auf der Sonnenoberfläche.



Wir verwenden die Energieerhaltung: Die von der Sonnenoberfläche abgestrahlte Energie pro Zeit ist gleich der Energie pro Zeit, die die Kugelfläche mit dem Abstand Erde-Sonne durchstrahlt.

$$\frac{\text{Energie}}{\text{Zeit}} = \text{Leistung}, \quad \frac{\text{Energie}}{\text{ZeitFläche}} = M = \frac{dQ}{dtF}$$

$$\frac{\text{Leistung}}{\text{Fläche}} \cdot \text{Sonnenoberfläche} = \frac{\text{Leistung}}{\text{Fläche}} \cdot \text{Kugelfläche der Erdbahn}$$

$$M(\text{Sonne}) \cdot F(\text{Sonne}) = M(\text{Erde}) \cdot F(\text{Fläche Erdbahn})$$

$$\begin{aligned}
M(\text{Sonne}) &= M(\text{Erde}) \cdot \frac{F(\text{Fläche Erdbahn})}{F(\text{Sonne})} \\
&= 1350 \text{ Wm}^{-2} \frac{4\pi r_{SE}^2}{4\pi r_E^2} \\
&= 1350 \text{ Wm}^{-2} \frac{(1,49 \cdot 10^{11} \text{ m})^2}{\left(\frac{1}{2} \cdot 1,39 \cdot 10^9 \text{ m}\right)^2} = 6,2 \cdot 10^7 \text{ Wm}^{-2}
\end{aligned}$$

Nach dem Stefan-Boltzmann'schen-Gesetz gilt:

$$M(\text{Sonne}) = \sigma T^4$$

Auflösung nach T ergibt:

$$T = \left(\frac{M(\text{Sonne})}{\sigma} \right)^{\frac{1}{4}} = \left(\frac{6,2 \cdot 10^7 \text{ Wm}^{-2}}{5,67 \cdot 10^8 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}} \right)^{\frac{1}{4}} = 5750 \text{ K}$$

Wien'sches Verschiebungsgesetz:

$$\begin{aligned}
\lambda_{\text{max}} T &= \text{Konstant} = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ m K} \\
T &= \frac{2,9 \cdot 10^{-3} \text{ m K}}{4,75 \cdot 10^{-7} \text{ m}} = 6100 \text{ K}
\end{aligned}$$

b) Die auf die Erdoberfläche eingestrahlte Leistung ist:

$$\begin{aligned}
M &= \frac{dQ}{dtF} = S_0 \\
\left(\frac{dQ}{dt} \right)_{\text{ein}} &= S_0 F = 1350 \text{ Wm}^{-2} \cdot \pi r_E^2 \\
&= 1,68 \cdot 10^{17} \text{ Wm}^{-2}
\end{aligned}$$

Wir haben hier den Absorptionsquerschnitt der Erde πr_E^2 statt der Erdoberfläche $4\pi r_E^2$ verwendet. Warum?

Wir betrachten den stationären Zustand der Erde, d.h. die Temperatur der Erde ändert sich mit der Zeit nicht.

Dann muss gelten:

1. Eingestrahlte Leistung = abgestrahlten Leistung

$$\begin{aligned}\left(\frac{dQ}{dt}\right)_{\text{ein}} &= \left(\frac{dQ}{dt}\right)_{\text{ab}} \\ \left(\frac{dQ}{dt}\right)_{\text{ab}} &= M(\text{Erde}) \cdot F_{\text{Erde}}, \quad M_{\text{Erde}} = \sigma T^4 \\ &= \sigma T^4 \cdot 4\pi r_E^2 = \left(\frac{dQ}{dt}\right)_{\text{ein}} \\ T &= \left(\frac{\left(\frac{dQ}{dt}\right)_{\text{ein}}}{4\pi r_E^2 \sigma} \right)^{\frac{1}{4}} = \left(\frac{1,68 \cdot 10^{17} \text{ W}}{4\pi (6,3 \cdot 10^6 \text{ m})^2 \cdot 5,68 \cdot 10^8 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}} \right)^{\frac{1}{4}} \\ &= 278 \text{ K}\end{aligned}$$



Eingestrahlt wird nur auf der Tagseite der Erde, abgestrahlt wird von der gesamten Erdoberfläche.

2. Nur ein Teil der eingestrahkten Leistung wird auf der Erdoberfläche absorbiert, ein Teil wird zurückgestreut (Albedo) und geht daher nicht in die Energiebilanz ein.

Die absorbierte Leistung ist:

$$\begin{aligned}\left(\frac{dQ}{dt}\right)_{\text{absorb}} &= S_0 F (1 - A) = \pi r_E^2 (1 - A) = \left(\frac{dQ}{dt}\right)_{\text{ab}} \\ &= 4\pi r_E^2 \sigma T_E^4\end{aligned}$$

Wir lösen nach T_E auf:

$$\begin{aligned}T_E &= \left(\frac{(1 - A) \pi r_E^2 S_0}{4\pi r_E^2 \sigma} \right)^{\frac{1}{4}} = \left(\frac{(1 - 0,3) \cdot 1350 \text{ Wm}^{-2}}{4 \cdot 5,68 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^4} \right)^{\frac{1}{4}} \\ &= 254 \text{ K}\end{aligned}$$

Der Unterschied zur wirklichen Temperatur der Erdoberfläche (282 K) ist auf den natürlichen Treibhauseffekt zurückzuführen (H_2O , CO_2 usw.).

- 7.5 Eine Platte aus Kalium-Metall wird in eine Entfernung von 1m von einer schwachen Lichtquelle mit einer Leistung von $1W = 1J/s$ gebracht. Nehmen Sie an, dass die emittierten Photoelektronen ihre Energie aus einer kreisförmigen Plattenfläche (=Target) sammeln, die einen Radius von ca. einem Atomdurchmesser hat: $r \approx 1 \cdot 10^{-10} m$. Die Energie, die benötigt wird, um ein Photoelektron aus der Oberfläche zu lösen sei $2.1 eV = 3.4 \cdot 10^{-19} J$. Wie lange würde es dauern, bis das Target diese Energie aus der Lichtquelle absorbiert hat. Nehmen Sie an, dass die Lichtenergie gleichmäßig über die Wellenfront verteilt ist.

Lösung:

Die Targetfläche ist $r^2\pi = \pi \cdot 10^{-20} m^2$. Die Oberfläche einer Kugel mit Radius 1m um die Lichtquelle beträgt $4\pi r^2 = 4\pi m^2$. Wenn die Quelle gleichförmig in alle Richtungen abstrahlt (d.h. wenn die Energie gleichförmig über die Wellenfront verteilt ist, die von der Quelle ausgeht, so wie dies die klassischen Theorie fordert), dann ist die Strahlungsleistung $\phi = dQ/dt$ gegeben durch:

$$\phi = 1 J/s \cdot \frac{\pi \cdot 10^{-20} m^2}{4\pi m^2} = 2.5 \cdot 10^{-21} W$$

Unter der Annahme, dass die gesamte Strahlungsleistung absorbiert wird, können wir nun die Zeit berechnen, welche ein Photoelektron benötigt, um genügend Energie zu sammeln, um sich aus dem Metall zu lösen. Wir erhalten:

$$t = \frac{3.4 \cdot 10^{-19} J}{2.5 \cdot 10^{-21} J/s} = 1.4 \cdot 10^2 \text{ sec} \approx 2 \text{ min}$$

Wie man sieht, sagt die klassische Theorie eine messbare, zeitliche Verzögerung zwischen Strahlungsabsorption und Elektronenemission vorher. Natürlich könnte man die Zeit verringern, indem man eine größere Target-Fläche annimmt. Die günstigste Annahme, die man machen kann (die noch plausibel ist), führt zu einer Target-Fläche von λ^2 (Energieübertragung über einen Resonanzprozess zwischen Lichtwelle und Elektron). Selbst dann würde eine noch messbare Zeitverzögerung resultieren (UV: $\lambda \approx 10 \text{ nm} \Rightarrow t \approx 10^{-2} \text{ s}$). In Experimenten wurde jedoch eine solche Verzögerung niemals beobachtet, wobei bereits die frühen Experimente zum photoelektrischen Effekt (~ 1914) bereits eine obere Grenze von 10^{-9} s für eine Zeitverzögerung festsetzten. Die Nichtexistenz einer solchen Zeitverzögerung war eines der Indizien für das Versagen der klassischen Physik, welches dann durch die Einführung der Quantentheorie des photoelektrischen Effektes durch Einstein erklärt werden konnte.