1. $E_m = (-1)^{m+1} \frac{2\lambda U_m R}{i(R+r_0)} \frac{E_0}{R} e^{-i(k(R+r_0)-\omega t)}$ mit $K_m = \frac{i}{\lambda}\cos\theta$; $0 \le \theta \le \frac{\pi}{2}$

4,5/5

2) $E(P) = \sum_{m=1}^{N} E_m = |E_1| - |E_2| + |E_3| - |E_4| \dots \pm |E_N| = \frac{1}{2}|E_1| + (\frac{1}{2}|E_1| - |E_2| + \frac{1}{2}|E_3|) + \frac{1}{2}|E_3| + (\frac{1}{2}|E_3| - |E_4| + \frac{1}{2}|E_5|) \dots + \frac{1}{2}|E_N|$

(kommt aus der Phasenverschiebung um $\frac{\pi}{2}$ bzw. π pro Zone)

Da sich die Beträge von E_m aufgrund der geringen Änderung von K bzw. θ ebenfalls sehr langsam ändern, können wir sagen, dass $E_m \approx \frac{1}{2}(|E_{m-1}| + |E_{m+1}|)$ gilt.

Somit ergibt sich $E(P) \approx \frac{1}{2}(|E_1| + |E_N|)$. Da K für die N-te Zone jedoch 0 wird ($\cos(\frac{\pi}{2})$), erhalten wir schlussendlich

$E(P) \approx \frac{1}{2} E_1 = \frac{E_0}{R+r_0} e^{-i(k(R+r_0)-\omega t)}$ ✓

1,5/1,5

b) $E(P) = \sum_{m=1}^{2} E_m = |E_1| = \frac{i}{\lambda}\frac{2\lambda E_0}{i(R+r_0)} e^{-i(k(R+r_0)-\omega t)} = \frac{2E_0}{(R+r_0)} e^{-i(k(R+r_0)-\omega t)}$ ⇒ Die Feldstärke ist also doppelt so groß. ✓

0,5/0,5

c) $E(P) = 0 - |E_2| + |E_3| \dots \pm |E_N| = -(\frac{1}{2}|E_1| + \frac{1}{2}|E_3|) + \frac{1}{2}|E_3| \dots + \frac{1}{2}|E_N| = -\frac{1}{2}|E_1|$ $I(P) \propto E(P)^2 = (-\frac{1}{2}|E_1|)^2$ ⇒ Die Intensität ändert sich demnach nicht!

0,5/1

d) $E(P) = \sum_{m=1}^{2} E_m = |E_1| - |E_2| = E_0 e^{-i(k(R+r_0)-\omega t)}\left(\frac{2\cos\theta_1 - 2\cos\theta_2}{R+r_0}\right)$ ⇒ $I(P) \propto E_0 e^{-i(k(R+r_0)-\omega t)}\left(\frac{2\cos\theta_1 - 2\cos\theta_2}{R+r_0}\right)^2 \approx 0$ ⇒ Die Intensität verschwindet also nahezu.

1/1

e) Fresnellinsen sind zur Bündelung von Lichtwellen geeignet.
Eine Punktlichtquelle sendet Kugelwellen aus. Die Phasenbeziehungen der einzelnen Fresnelzonen werden dabei insofern verändert, als dass die Sekundärwellen durch Rillen in der Linse gebrochen werden und somit unterschiedliche optische Wege zurücklegen müssen. Der Phasenunterschied wird dabei so beeinflusst, als dass nur noch ausschließlich konstruktive Interferenz stattfindet.

1/1

2.

3,5/4

a) Wir nehmen an, der Spalt sei mit Breite b in x-Richtung und dem Mittelpunkt bei $x=0$.

⇒ $T(x) = \begin{cases} 1; -b/2 \le x \le b/2 \\ 0; \text{sonst} \end{cases}$ ⇒ $T(x) = \Theta(b/2 - x)\,\Theta(x + b/2)$

0,5/0,5

b) $\int_{-\infty}^{\infty} \Theta(b/2-x)\,\Theta(x+b/2) e^{-ik_x x}\,dx = \int_{-b/2}^{b/2} e^{-ik_x x}\,dx$

$= \left[-\frac{1}{ik_x} e^{-ik_x x}\right]_{-b/2}^{b/2} = -\frac{1}{ik_x} e^{-ik_x b/2} + \frac{1}{ik_x} e^{ik_x b/2} = \frac{1}{ik_x}(e^{ik_x b/2} - e^{-ik_x b/2})$

$= \frac{2}{k_x}\sin(k_x \frac{b}{2})$ ✓

0,5/0,5

c) $T(x) = \begin{cases} 1; (d/2+b/2) \ge x \ge (d/2-b/2) \text{ u. } (-d/2+b/2) \ge x \ge (-d/2-b/2) \\ 0; \text{sonst} \end{cases}$

0,5/0,5

d) $\int_{-\infty}^{\infty} T(x) e^{-ik_x x}\,dx = \int_{-d/2-b/2}^{-d/2+b/2} e^{-ik_x x}\,dx + \int_{d/2-b/2}^{d/2+b/2} e^{-ik_x x}\,dx = -\frac{1}{ik_x}\left(e^{-ik_x(-\frac{d}{2}+\frac{b}{2})} - e^{-ik_x(-\frac{d}{2}-\frac{b}{2})} + e^{-ik_x(\frac{d}{2}+\frac{b}{2})} - e^{-ik_x(\frac{d}{2}-\frac{b}{2})}\right)$

$= \frac{1}{ik_x}(e^{ik_x(-\frac{d}{2}+\frac{b}{2})} - e^{-ik_x(-\frac{d}{2}+\frac{b}{2})}) + \frac{i}{k_x}(e^{ik_x(\frac{d}{2}+\frac{b}{2})} - e^{-ik_x(\frac{d}{2}+\frac{b}{2})}) = \frac{2}{k_x}[\sin(k_x[-\frac{d}{2}+\frac{b}{2}]) + \sin(k_x[\frac{d}{2}+\frac{b}{2}])]$ ✓

1,5/1,5

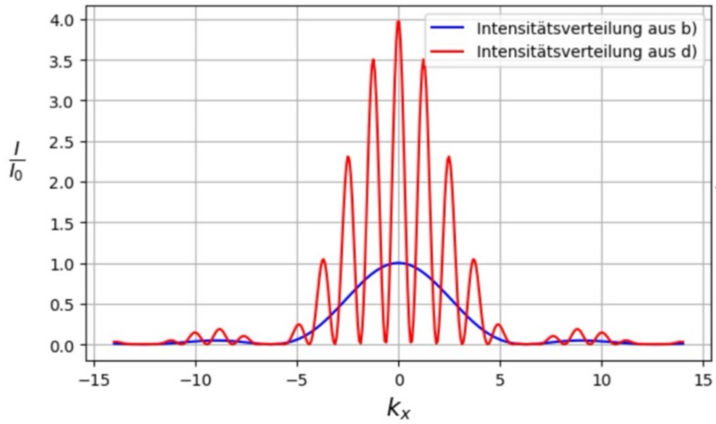
e) $\frac{I_{b)}}{I_0} = b^2\left|\frac{2}{k_x b}\sin(k_x\frac{b}{2})\right|^2 = \frac{4}{k_x^2}\sin^2(k_x\frac{b}{2})$ ✓

$\frac{I_{d)}}{I_0} = b^2\left|\frac{2}{k_x b}(\sin(k_x[-\frac{d}{2}+\frac{b}{2}]) + \sin(k_x[\frac{d}{2}+\frac{b}{2}])\right|^2 = \frac{4}{k_x^2}(\sin(k_x[-\frac{d}{2}+\frac{b}{2}]) + \sin(k_x[\frac{d}{2}+\frac{b}{2}]))^2$ ✓

```
[20]: import numpy as np
import matplotlib.pyplot as plt

k_x=np.linspace(-14.,14.,400)
I_b= 4/k_x**2 * (np.sin(k_x*1/2))**2
I_d= (2/k_x*np.sin(k_x*(5/2-1/2)) + 2/k_x*np.sin(-k_x*(5/2+1/2)))**2

fig, ax = plt.subplots(figsize=(7, 4))
ax.plot(k_x,I_b,label= r'Intensitätsverteilung aus b)',color='b')
ax.plot(k_x,I_d,label= r'Intensitätsverteilung aus d)',color='r')
ax.legend(loc='upper right', frameon=True)
plt.xlabel(r'$k_{x}$', fontsize=15)
plt.ylabel(r'$\frac{I}{I_{0}}$', rotation=0, labelpad=20, fontsize=17)
plt.grid(True)
plt.show()
```



0,4/1

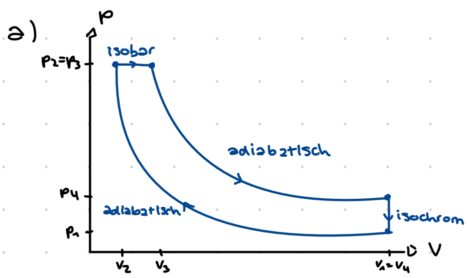
Sieht nicht ganz richtig aus

Die Beugungsbilder zeigen, wie die Geometrie der Spaltanordnung das Interferenzmuster beeinflusst. Der Doppelspalt führt zu einer Überlagerung aus Einzelspaltbeugung und Interferenz, was ein komplexeres Muster erzeugt. Es kommt am Einzelspalt zur Interferenz, da es durch die ausgedehnte Spaltbreite auch hier unterschiedlich lange optische Wege zum Betrachtungspunkt vorliegen, wodurch die Lichtwellen dann interferieren. Beim Doppeltspalt aus Aufgabeteil d) ist das Interferenzmuster eine Überlagerung aus dieser Interferenz am Einzelspalte und der am Doppeltspalt.

3.

4/5

a)



2/2

b) mit den zusammenhängen $\Delta W = nRT\ln(\frac{V_1}{V_2})$ (K= Adiabatenindex), $\Delta Q = MC_V\Delta T$ (C= Wärmekapazität (p: konst. Druck, V: konst. Volumen), M= molare Masse des Stoffs) folgt:

↳ Das ist isotherm, nicht adiabatisch

	✓ ΔQ	ΔW
Schritt 1/2	0	$RT_1\ln(V_2/V_1)$
Schritt 2/3	$MC_p(T_3-T_2)$	0
Schritt 3/4	0	$RT_3\ln(V_4/V_3)$
Schritt 4/1	$MC_V(T_1-T_4)$	0

bzw. $\Delta Q = \Delta Q_{23} - |\Delta Q_{41}| = C_p(T_3-T_2) - C_V(T_1-T_4) = C_V\cdot[K(T_3-T_2)-(T_1-T_4)]$ mit $C_p = KC_V$

$$\Delta W = -\int_{V_1}^{V_2}\frac{nRT}{V}\,dV - \int_{V_3}^{V_4}\frac{nRT}{V}\,dV = -nRT\left(\ln\left(\frac{V_1}{V_2}\right)+\ln\left(\frac{V_3}{V_4}\right)\right)$$

1/2

c) $\Delta Q_{23} = C_p(T_3-T_2) = C_V K(T_3-T_2)$; $\Delta Q_{41} = C_V(T_1-T_4)$

$$\Rightarrow \eta = 1 + \frac{\Delta Q_{41}}{\Delta Q_{23}} = 1 + \frac{T_1-T_4}{K(T_3-T_2)}$$

1/1