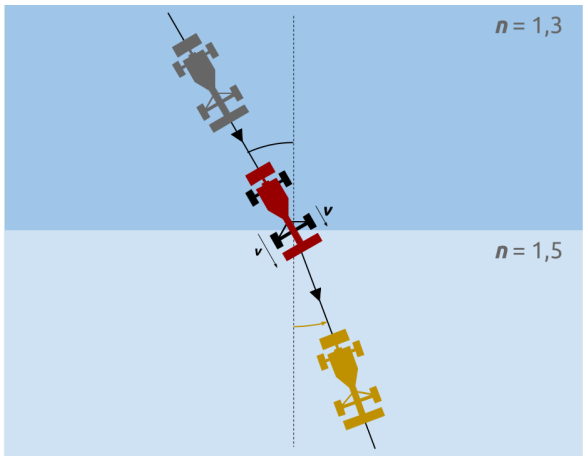
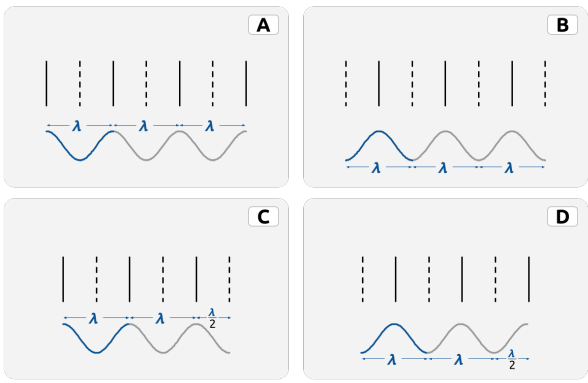
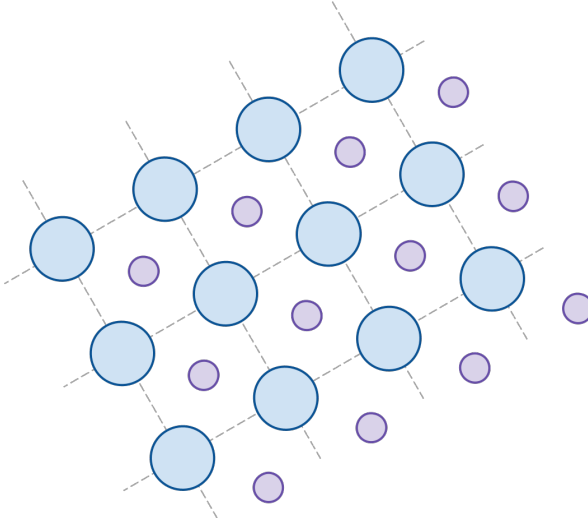


	1.1	A	A
	2.1	A	E
	3.1	A	D
	4.1	A	B De brekingsindex geeft aan hoe moeilijk licht door een stof gaat. Een grotere brekingsindex betekent dus dat licht moeilijker door een materiaal kan.
	5.1	A	B Je kunt de lichtsnelheid n in een stof berekenen met de formule $v = \frac{c}{n}$ Wanneer je in deze formule $c = 3,0 \text{ m/s}$ en $n = 1,3$ invult dan krijg je $0,77 \text{ m/s}$. Dit is dus het goede antwoord.
	6.1	A	C
	6.2	A	A Als de brekingsindex groter wordt dan vindt lichtbreking naar de normaal toe plaats, zie het figuur hiernaast. Het onderste wiel van de raceauto raakt als eerst de 'tragere' stof, waardoor de auto naar de normaal toe draait.  Figuur 4
	7.1	A	B De hoek van breking kan worden berekend door de wet van Snellius om te schrijven: $\sin(\angle r) = \sin(\angle i) \cdot \frac{n_i}{n_r}$ Als je deze formule invult dan krijg je: $\sin(\angle r) = \sin(40^\circ) \cdot \frac{1,3}{1,5} = 0,56$ De hoek van breking kan berekend worden met de inverse sinus: $\angle r = \sin^{-1}(0,56) = 34^\circ$ De hoek van breking is dus 34° .
	7.2	A	D De brekingsindex van de brekingsstof kan worden berekend door de wet van Snellius om te schrijven: $n_r = n_i \cdot \frac{\sin(\angle i)}{\sin(\angle r)}$ Als je deze formule invult dan krijg je: $n_r = 1,0 \cdot \frac{\sin(30^\circ)}{\sin(20^\circ)} = 1,46$ De brekingsindex van de onbekende stof is dus 1,46.

	7.3	A	A Gebruik indices n_i voor de invallende en de brekende straal. α is de hoek met de normaal. Er geldt $\frac{\sin(\alpha_r)}{\sin(\alpha_i)} = \frac{n_i}{n_r}$ dus $n_r = n_i \cdot \frac{\sin(\alpha_i)}{\sin(\alpha_r)}$ Invullen geeft $n_r = \frac{\sin(56)}{\sin(38)} = 1,35$
	8.1	A	B Wanneer de hoek van inval kleiner is dan de grenshoek, wordt het licht dat van het ene medium naar het andere gaat, gebroken volgens de wet van Snellius. De hoek van breking is afhankelijk van de verhouding tussen de brekingsindices van de twee media.
	9.1	A	B Een divergerende lens breekt de lichtstralen van de as af. Bij lens B beginnen de lichtstralen convergerend en gaan daarna parallel door.
	9.2	A	D Een convergerende lens zorgt ervoor dat de lichtstralen naar de as toe breken. Het kan zijn dat de lichtstralen na de lens op één punt bij elkaar komen (convergent) maar dat hoeft niet perse altijd het geval te zijn. Hetzelfde geldt voor divergerende lenzen. De lichtstralen breken van de as af, maar dit leidt er niet altijd toe dat de lichtstralen divergent zijn.
	10.1	A	A De voorwerpsafstand is de afstand tussen voorwerp en lens. De beeldafstand is de afstand tussen lens en beeld. Op de afbeelding is te zien dat de voorwerpsafstand kleiner is dan de beeldafstand.
	11.1	A	C
	12.1	A	B
	13.1	A	C
	13.2	A	B
	14.1	A	A
	15.1	A	C Gebruik de lenzenformule: $\frac{1}{f} = \frac{1}{v} + \frac{1}{b}$ Waar $f = 3 \text{ cm}$, $b = 12 \text{ cm}$. Vul deze waarden in: $\frac{1}{3} = \frac{1}{v} + \frac{1}{12}$ Dit leidt tot: $\frac{1}{v} = \frac{1}{3} - \frac{1}{12} = \frac{4}{12} - \frac{1}{12} = \frac{3}{12}$ Dus $v = \frac{12}{3} = 4 \text{ cm}$
	15.2	A	A De lenzenformule moet gelden $\frac{1}{f} = \frac{1}{v} + \frac{1}{b}$

			Gegen is $v = 10 \text{ m}$ en $b = 5 \cdot 10^{-2} \text{ m}$. Invullen geeft $\frac{1}{f} = \frac{1}{10} + \frac{1}{5 \cdot 10^{-2}}$ We kunnen de breuken bij elkaar optellen door de noemers gelijknamig te maken $\frac{1}{f} = \frac{1}{10} + \frac{200}{10} = \frac{201}{10}$ Hieruit volgt dat $f = \frac{10}{201} \approx 0,05 \text{ m} = 5 \text{ cm}$
	16.1	A	C De lens met de kleinste sterkte heeft de grootste brandpuntsafstand. Dat is het minst bolle lens. Dus lens C.
	16.2	A	D Als een lens meer bol is, is deze sterker en dus meer convergent. De brandpuntsafstand wordt kleiner.
	17.1	A	A De formule voor de sterkte van een lens is $S = \frac{1}{f}$ Dus, de formule om de brandpuntsafstand (f) te vinden bij een gegeven sterkte (S) is $f = \frac{1}{S}$ Door $S = -2 \text{ dpt}$ in de formule in te vullen, krijgen we $f = \frac{1}{-2} = -0,5 \text{ m}$
	18.1	A	A
	20.1	A	A
	22.1	A	A
	23.1	A	D We bekijken de verschillende alternatieven: • $A+B = C$: A heeft 2 positieve even grote "hobbeltjes", B heeft er één. Hun som zou 2 positieve hobbeltjes moeten hebben, waar de tweede twee keer zo groot is als de eerste. C ziet er volstrekt anders uit. Nee dus, deze is niet waar. • $A+E = H$: A heeft 2 positieve even grote "hobbeltjes", E heeft één negatief even groot hobbeltje. Het tweede positieve hobbeltje zou in de som moeten verdwijnen, maar er zou 1 hobbeltje over moeten blijven. H is helemaal vlak. Nee dus. • $A + B = G$: A heeft 2 positieve even grote "hobbeltjes", B heeft er één. Hun som zou 2 positieve hobbeltjes moeten hebben, waar de tweede twee keer zo groot is als de eerste. G heeft maar een hobbelt, kan het dus niet zijn. Deze is niet waar. • $A+C = G$: A heeft 2 positieve even grote "hobbeltjes", C heeft een negatief en een positief hobbeltje. De eerste hobbelt wordt in de som uitgedoofd, de tweede hobbelt wordt twee keer zo groot. Ja, zo ziet G eruit. Deze som is waar. • $D+E = H$: D heeft een positief, E een negatief hobbeltje, niet op dezelfde plaats. Deze doven elkaar niet uit, terwijl H helemaal vlak is. Deze is niet waar.
	24.1	A	E

			Om het aantal golflengtes (λ) te kunnen zien, helpt het om de golven te tekenen. Dan wordt duidelijk dat bij A en B drie golflengtes hebben terwijl C en D tweeënhalf golflengte hebben.  <i>Figuur 13</i>
	25.1	A	A Aangezien een puntbron golven in alle richtingen uitzendt met dezelfde snelheid, ontstaan er cirkelvormige golffronten die zich gelijktijdig vanaf de bron uitbreiden. Dit volgt uit het principe van golven die zich vanuit een centraal punt in alle richtingen met dezelfde snelheid verplaatsen.
	25.2	A	A Aangezien de golven van een puntbron met dezelfde snelheid in alle richtingen uitstralen, bewegen de pieken van de golven zich gelijktijdig weg van de bron. Dit resulteert in cirkelvormige golffronten waarbij de afstand tussen opeenvolgende golffronten constant is, ongeacht de richting vanaf de puntbron.
	26.1	A	B Als golven van twee bronnen elkaar ontmoeten en één golf in een dal en de andere in een piek is, doven ze elkaar uit. De lijn die punten van volledige destructieve interferentie (uitdoving) verbindt, wordt een knooplijn genoemd.
	27.1	A	C
	28.1	A	A We gebruiken het principe van interferentie van golven. Constructieve interferentie treedt op als golven in fase zijn. Dit gebeurt bij faseverschillen die veelvoud zijn van 2π. De formule is: $\Delta\phi = n \cdot 2\pi$ waarbij n een geheel getal is. Dus constructieve interferentie gebeurt bij $0, 2\pi, 4\pi$, enzovoorts.
	29.1	A	C Gegevens: $n = 2$, $\alpha_2 = 10^\circ$, $\lambda = 488 \cdot 10^{-9} \text{ m}$. Gevraagd: $d = \dots$ Formule: $\sin \alpha_n = \frac{n \cdot \lambda}{d}$ Omschrijven: $d = \frac{n \cdot \lambda}{\sin \alpha_n}$ Berekening: $d = \frac{2 \cdot 488 \cdot 10^{-9}}{\sin 10^\circ} = 5,62 \cdot 10^{-6}$ Antwoord: $d = 5,6 \cdot 10^{-6} \text{ m}$

	30.1	A	A Er geldt $\sin(\alpha) = \frac{n \cdot \lambda}{d}$ Hieruit volgt dat $\lambda = \frac{d \cdot \sin(\alpha)}{n}$
	31.1	A	A Bij de rode laser is de golflengte groter, en dus de verhouding van de golflengte ten opzichte van de grootte van de opening ook. Als de golflengte groter is ten opzichte van de opening, dan is er meer buiging. Bij de rode laser neemt Jonah dus meer buiging waar.
	32.1	A	B
	32.2	A	A Door uit te zoomen en stippellijnen door de blauwe bolletjes te trekken, zie je dat dit een kubisch kristalrooster is (geroteerd over een hoek van 30°).  <i>Figuur 15</i>
	33.1	A	A Voor de afstand tussen atomen geldt: $d = \frac{n \cdot \lambda}{2 \cdot \sin \theta}$ Gegevens: $\lambda = 0,15 \text{ nm} = 1,5 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ $n = 1$ $\theta = 15,5^\circ$ Invullen: $d = \frac{1 \cdot 1,5 \cdot 10^{-10}}{2 \cdot \sin 15,5^\circ} = 2,8 \cdot 10^{-10} \text{ m}$
	34.1	A	A In een koud land wil je zo warm mogelijk blijven. Als je in de schaduw staat, heeft het geen zin om straling te absorberen, want je wordt nauwelijks door zonlicht geraakt. In plaats daarvan moet je proberen zo min mogelijk warmte uit te stralen (emissie zo klein mogelijk houden). Dat gaat het beste met witte kleding.
	35.1	A	A

			Een <i>zwarte straler</i> van een bepaalde temperatuur T zendt elektromagnetische straling uit. Een zwarte straler is een hypothetisch voorwerp dat alle straling absorbeert. De bij die temperatuur T behorende Planckkromme $I_T(\lambda)$ geeft de intensiteit van die straling aan als functie van λ. - De ijzeren staaf uit uitspraak C is een bijna perfect voorbeeld van zo'n stralend voorwerp. - Maanlicht is gereflecteerd licht van de zon. De zon lijkt voldoende op een zwarte straler zodat zijn straling beschreven kan worden door een Planckkromme (met $T \approx 5500^\circ \text{K}$). Maar na reflectie aan het maanoppervlak is daar nog maar een klein deel van over. Het maanoppervlak is grijsbruin dus absorptie zal wel over het hele spectrum plaatsvinden. Gemeten maanspectra tonen echter een veel vlakke intensiteitscurve dan een Planckcurve bij een bepaalde temperatuur. Maanlicht kan dus niet goed beschreven worden door een Planckkromme. <i>Bedenk overigens dat absorptie aan de atmosfeer een grote invloed heeft op de kleur van zowel zon- als maanlicht.</i> - Licht uitgezonden door een groen T-shirt is alleen maar groen. De rest is geabsorbeerd. Geen Planckkromme.
	36.1	A	B De wet van Wien zegt iets over de golflengte λ_{Emax} waarop een straler bij een temperatuur T de meeste energie uitzendt. Voor kleinere en vooral bij grotere λ wordt ook energie uitgezonden, een deel dus ook buiten het zichtbare spectrum dwz. als infrarood of ultraviolet. De kleur waarmee we een ster waarnemen is een gemiddelde van het zichtbare deel van de stralingscurve. Is dat gemiddelde rood, dan is er dus nauwelijks energie op kortere golflengtes, en dat betekent weer dat de intensiteit in het infrarood moet liggen. Bij een ster met $\lambda_{Emax} \approx 700 \text{ nm}$, dwz. piekend bij rood, is er nog behoorlijk veel energie over het hele zichtbare spectrum, inclusief blauw. Die is dus niet roodachtig, maar gelig of zelfs wit. Zelfs een gewone ouderwetse gloeilamp van bv. 3000 K, met een piek bij 1000 nm, dat is infrarood, is niet eens roodachtig. Een hoop energie wordt hierbij als warmte afgegeven.
	37.1	A	C $\lambda_{max} = \frac{k_w}{T}$ en beschrijft dus een omgekeerd evenredig verband tussen λ_{max} en T. LET OP! Hierin moet de temperatuur in Kelvin (K). $\frac{T_P}{T_Q} = \frac{5 \cdot 10^3, ^\circ C}{10 \cdot 10^3, ^\circ C} = \frac{5273, K}{10273, K} = 0,513$ Uit het omgekeerd evenredige verband volgt: $\frac{\lambda_{max,P}}{\lambda_{max,Q}} = \frac{1}{0,513} = 1,95$ dus de λ_{max} van P is net niet 2 keer zo groot als de λ_{max} van Q.
	38.1	A	A
	39.1	A	C Voor ster Q geldt $P_Q = \sigma \cdot A_Q \cdot T_Q^4$ Als we de ster als een bol beschouwen dan is $A_Q = 4\pi R_Q^2$. Dit geeft $P_Q = \sigma \cdot 4\pi R_Q^2 \cdot T_Q^4$ Voor ster P is gegeven dat $R_P = 2 \cdot R_Q$ en dat $T_P = 2 \cdot T_Q$ Dit betekent dat $P_P = \sigma \cdot 4\pi (2 \cdot R_Q)^2 \cdot (2 \cdot T_Q)^4$ Uitwerken geeft

			$P_P = \sigma \cdot 4\pi 2^2 \cdot R_Q^2 \cdot 2^4 \cdot T_Q^4$ Dit geeft $P_P = 2^6 \cdot \sigma \cdot A_Q \cdot T_Q^4$ Anders gezegd $P_P = 2^6 \cdot P_Q$ Ster Q zit een afstand r_Q van de aarde. Dus de intensiteit van deze ster op de aarde is $I_Q = \frac{P_Q}{4\pi r_Q^2}$ Voor ster P geldt dat $r_P = 8 \cdot r_Q$. Dit is ook te schrijven als $r_P = 2^3 \cdot r_Q$. Invullen geeft $I_P = \frac{P_P}{4\pi (2^3 \cdot r_Q)^2}$ Dit geeft $I_P = \frac{2^6 \cdot P_Q}{2^6 \cdot 4\pi r_Q^2}$ Dit geeft $I_P = \frac{P_Q}{4\pi r_Q^2} = I_Q$ Dus de intensiteiten van ster Q en ster P zijn gelijk.
	41.1	A	B De formule voor fotonenergie luidt: $E_f = h \cdot f$ Invullen geeft: $E_f = 6,626 \cdot 10^{-34} \cdot 6,0 \cdot 10^{18}$ $= 39,8 \cdot 10^{-16} \text{ J}$ Voor het vermogen van de buis geldt: $P = \frac{N \cdot E_f}{1 \text{ seconde}}$ waarin N het aantal uitgezonden fotonen per seconde is. Omschrijven geeft: $N = \frac{P}{E_f}$ $= \frac{0,20 \cdot 10^{-3} \text{ J/s}}{39,8 \cdot 10^{-16} \text{ J}}$ $= 5,03 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ Rekening houdend met significantie worden er dus $5,0 \cdot 10^{10}$ röntgenfotonen per seconden uitgezonden.
	42.1	A	E
	43.1	A	C Een grotere frequentie van de straling, betekent een hogere foton-energie ($E_f = h \cdot f$), maar niet méér fotonen. Als invallende fotonen voor deze verhoging al in staat waren om elektronen vrij te maken, zijn ze dat daarna nog steeds. De hogere frequentie leidt dus niet tot méér vrijgemaakte elektronen. De extra energie zal er wel voor zorgen dat de vrijgemaakte elektronen een grotere (kinetische) energie krijgen.
	44.1	A	A We gebruiken de wet van behoud van impuls om te analyseren wat er gebeurt bij een botsing tussen een gamma-foton en een stilstaand elektron. Volgens deze wet blijft de totale impuls constant. Voor de botsing heeft het foton impuls p_γ en het

			elektron heeft geen impuls. Na de botsing krijgt het elektron impuls p_e en verandert de impuls van het foton naar p'_γ. Dus geldt: $p_\gamma = p'_\gamma + p_e$ Het foton verliest impuls aan het elektron. De specifieke waarden van p'_γ en p_e hangen af van de botsingshoek en de energie van het foton. Dit proces heet Comptonverstrooiing, waarbij de golflengte van het foton verandert door impuls- en energieoverdracht.
	45.1	A	A
	46.1	A	A
			Hoe verder een elektron van de kern zit, hoe groter de inwendige energie
	47.1	A	A
	48.1	A	A
			$\Delta E_{inw} = E_{absorptie} - E_{emissie} = 2 \text{ eV} - 1 \text{ eV} = +1 \text{ eV}$
	49.1	A	C
	50.1	A	A
	51.1	A	A
			De formule om energietoestanden van waterstof te berekenen is: $E_n = \frac{-13,6 \text{ eV}}{n^2}$ Hierin kun je n vrijmaken: $n = \sqrt{\frac{-13,6 \text{ eV}}{E_n}}$ De inwendige energie is -278 meV, dus $E_{inw} = -$ $0, \text{Extra close brace or missing open brace}$. Invullen geeft: $n = \sqrt{\frac{-13,6 \text{ eV}}{-0,278 \text{ eV}}} = \sqrt{48,9} \approx 7$ Als $n = 7$ bevindt het atoom zich in de zesde aangeslagen toestand.
	52.1	A	A
			In BiNaS tabel 21A staat dat de overgangen van de Balmerreeks horen bij terugvallende elektronen naar de $n = 2$ toestand
	53.1	A	A
	54.1	A	A
			De energie-overgang in de diode zendt per keer steeds één foton uit, dus het wordt als deeltje gezien