

Synthèse et utilisation de composants semi-conducteurs

Correction proposée par M. Traynard (Physique PT, LPO C. COEFFIN, Guadeloupe)

Q1. Un ALI idéal a des impédances d'entrée infinies, une impédance de sortie nulle, un gain différentiel infini, un temps de réponse nul, une saturation de la tension de sortie et une saturation du courant de sortie.

Q2. Dans le montage de la figure A.2, l'ALI fonctionne en régime saturé car il n'y a pas de rétroaction. Ce montage réalise la fonction de comparateur simple.

Q3. Entre $t = 0$ et T , la tension passe de 0 à U_{max} . La pente des rampes est donc :

$$a = \frac{U_{max}}{T}$$

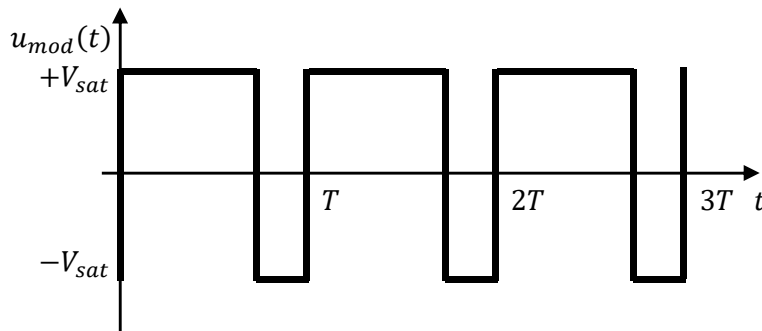
Q4. On suppose que $0 < U_0 < U_{max}$

On se trouve en saturation positive tant que $u_e(t) > u_{scie}(t)$, soit $u_{scie}(t) < U_0$ donc :

$$\tau_+ = \frac{U_0}{U_{max}} T$$

Le reste du temps, l'ALI est saturé négativement donc :

$$\tau_- = T - \tau_+ = \left(1 - \frac{U_0}{U_{max}}\right) T$$

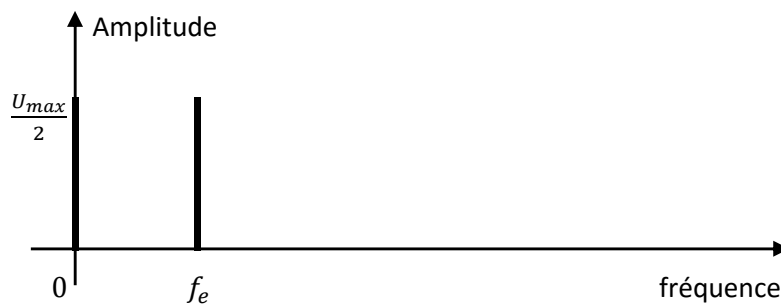


Q5. Si $U_0 > U_{max}$, la tension de sortie reste toujours saturée positivement.

Q6.a. Equation horaire du signal modulant :

$$u_e(t) = \frac{U_{max}}{2} \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi t}{5T}\right)\right)$$

Q6.b. Spectre de $u_e(t)$:



Q6.c. cf Annexe

Q6.d. Pour revenir au spectre du signal d'entrée, il faut, d'après le spectre donné, éliminer les harmoniques de hautes fréquences : un filtre passe-bas semble adapté pour une démodulation.

Q7. L'impédance d'entrée réelle d'un ALI est de l'ordre de 10^7 ohms et l'impédance de sortie est de l'ordre de quelques dizaines d'ohms.

Q8. L'impédance de sortie de chaque étage est négligeable par rapport à l'impédance d'entrée de l'étage suivant : cela permet de déduire que la présence de l'autre étage en aval ne perturbe pas le fonctionnement de chaque étage.

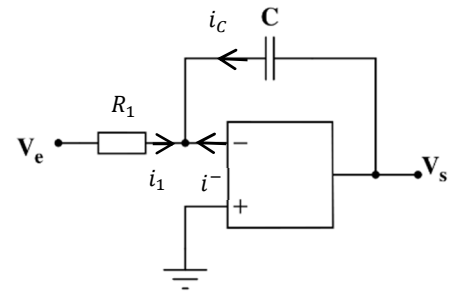
Q9.a. L'ALI fonctionne en régime linéaire car la rétroaction est négative donc $V^- = V^+ = 0$. Lorsque $u_e(t) > 0$, le montage est équivalent à :

La loi des nœuds appliquée à l'entrée inverseuse donne :

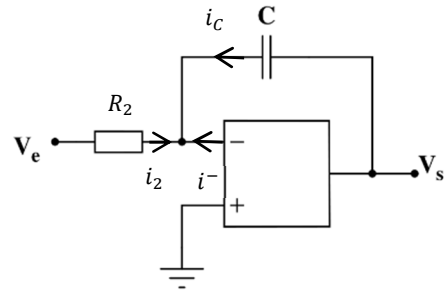
$$i_1 + i_C + i^- = 0$$

Or $i^- = 0$; $i_C = C \frac{du_s}{dt}$; $i_1 = \frac{u_e}{R_1}$ donc :

$$\frac{du_s(t)}{dt} = -\frac{u_e(t)}{R_1 C}$$



Q9.b. Lorsque $u_e(t) < 0$, le montage est équivalent à :



Comme à la question précédente, on obtient :

$$\frac{du_s(t)}{dt} = -\frac{u_e(t)}{R_2 C}$$

Q10.a. L'ALI de l'étage 2 fonctionne en régime de saturation car la rétroaction est positive.

Q10.b. La sortie est en saturation haute si $V^+ > V^- = 0$. Or, sachant que $i^+ = 0$:

$$V^+ - u_e = \frac{R_4}{R_4 + R_3} (u_s - u_e)$$

$$V^+ = \frac{R_4}{R_4 + R_3} u_s + \frac{R_3}{R_4 + R_3} u_e$$

Comme $u_e = V_{sat}$, on en déduit :

$$u_s > -\frac{R_3}{R_4} V_{sat} = -\frac{V_{sat}}{2}$$

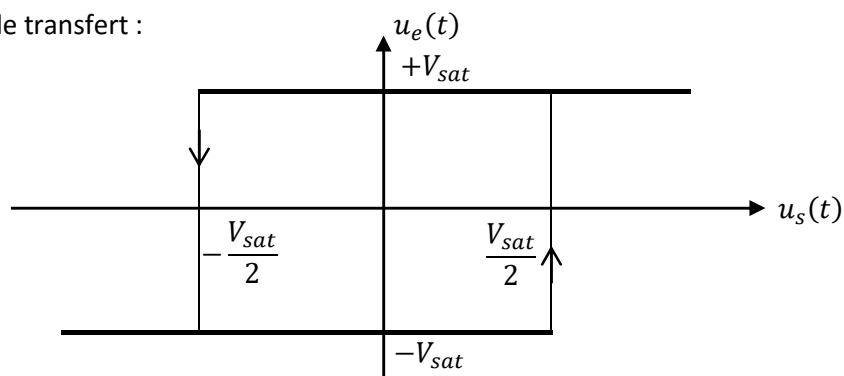
Q10.c. La sortie est en saturation basse si $V^+ < V^-$. On a toujours :

$$V^+ = \frac{R_4}{R_4 + R_3} u_s + \frac{R_3}{R_4 + R_3} u_e$$

Comme $u_e = -V_{sat}$, on en déduit :

$$u_s < \frac{R_3}{R_4} V_{sat} = \frac{V_{sat}}{2}$$

Q10.d. Caractéristique de transfert :



Ce montage est un comparateur à hystérésis.

Q11.a. L'étage 2 vient de basculer donc la tension u_s est au seuil de basculement de u_e :

$$u_s(t = 0) = \frac{V_{sat}}{2}$$

Comme $u_e(t) = V_{sat}$, l'équation différentielle donne :

$$\frac{du_s}{dt} = -\frac{V_{sat}}{R_1 C}$$

Soit, pour $t > 0$:

$$u_s(t) = V_{sat} \left(\frac{1}{2} - \frac{t}{R_1 C} \right)$$

Q11.b. L'étage 2 bascule lorsque la tension u_s atteint le seuil de basculement :

$$\begin{aligned} u_s(t_1) &= -\frac{V_{sat}}{2} \\ V_{sat} \left(\frac{1}{2} - \frac{t_1}{R_1 C} \right) &= -\frac{V_{sat}}{2} \\ t_1 &= R_1 C \end{aligned}$$

La durée pendant laquelle l'étage 2 est en saturation haute est $\Delta t_{haut} = R_1 C$

Q12.a. A $t = t_1$, l'étage 2 vient de basculer dans l'état de saturation basse donc $u_e = -V_{sat}$ et :

$$\begin{cases} \frac{du_s}{dt} = \frac{V_{sat}}{R_2 C} \\ u_s(t_1) = -\frac{V_{sat}}{2} \end{cases}$$

On en déduit :

$$u_s(t) = V_{sat} \left(-\frac{1}{2} + \frac{t - t_1}{R_2 C} \right)$$

Q12.b. L'étage 2 bascule lorsque la tension u_s atteint la tension de basculement :

$$\begin{aligned} u_s(t_2) &= \frac{V_{sat}}{2} \\ V_{sat} \left(-\frac{1}{2} + \frac{t_2 - t_1}{R_2 C} \right) &= \frac{V_{sat}}{2} \\ t_2 &= t_1 + R_2 C = (R_1 + R_2) C \end{aligned}$$

On a alors :

$$\begin{aligned} \Delta t_{bas} &= t_2 - t_1 = R_2 C \\ T &= t_2 = (R_1 + R_2) C \end{aligned}$$

Q13. Cf. annexe

Q14. On a :

$$\begin{cases} f = \frac{1}{T} = \frac{1}{C(R_1 + R_2)} \\ R_2 C = \Delta t_{bas} = 19 \Delta t_{haut} = 19 R_1 C \end{cases}$$

Soit :

$$\begin{cases} R_1 = \frac{1}{20 f C} \\ R_2 = \frac{19}{20 f C} \end{cases}$$

Application numérique :

$$\begin{cases} R_1 = \frac{1}{20 \times 10^6 \times 10 \cdot 10^{-12}} = 5 \cdot 10^3 \Omega \\ R_2 = \frac{19}{20 \times 10^6 \times 10 \cdot 10^{-12}} = 9,5 \cdot 10^4 \Omega \end{cases}$$

Q15. Si la formule proposée est homogène alors :

$$[\Phi] = [N_V][u]^a[s]^b$$

$$s^{-1} = m^{-3+a+2b}s^{-a}$$

On en déduit : $a = b = 1$

Q16. A basse température et haute pression, un corps pur a tendance à être solide. A haute température et basse pression, un corps pur a tendance à être dans une phase diluée, c'est-à-dire sous forme de gaz.

Q17. Le point T est le point triple ; c'est le point auquel les trois phases du corps pur peuvent être à l'équilibre. Le point C est le point critique ; au-delà de ce point, on ne peut plus distinguer la phase gaz de la phase liquide.

Q18. Le mélange diphasé est à une température supérieure à celle du point critique donc le gaz est en équilibre avec un liquide.

Q19. La vitesse quadratique moyenne est la racine carrée de la valeur moyenne des carrés des vitesses des particules :

$$u = \sqrt{\langle v^2 \rangle}$$

Q20. Dans un gaz parfait monoatomique, l'énergie cinétique moyenne d'une particule est :

$$E_c = \frac{3}{2}kT$$

Q21. D'après la question précédente :

$$\langle \frac{1}{2}mv^2 \rangle = \frac{3}{2}kT_V$$

$$u = \sqrt{\frac{3kT_V}{m}} = \sqrt{\frac{3N_A kT_V}{M_{Ga}}} = \sqrt{\frac{3RT_V}{M_{Ga}}}$$

Q22. En remplaçant dans l'expression de Φ :

$$\Phi = \frac{N_V s}{\sqrt{6\pi}} \sqrt{\frac{3RT_V}{M_{Ga}}}$$

Si on note n la quantité de matière de gaz dans un volume V , on a :

$$n = \frac{N_V V}{N_A} = \frac{P_V V}{RT_V}$$

On en déduit :

$$\Phi = \frac{P_V N_A s}{RT_V} \sqrt{\frac{3RT_V}{6\pi M_{Ga}}}$$

$$\Phi = \frac{P_V N_A}{\sqrt{2\pi RT_V M_{Ga}}} s$$

Q23. Dans un équilibre diphasé, la pression et la température sont liées car c'est un équilibre monovariant. Pour un creuset donné (c'est-à-dire pour s fixé), il suffit donc de contrôler la température pour contrôler le flux de particules puisque toutes les autres grandeurs sont constantes.

Q24. Les particules se répartissent dans l'espace et donc sur une surface (portion de sphère) proportionnelle à d^2 : le nombre de particules frappant une surface S est donc inversement proportionnel à d^2 .

Q25.a. Dans un monocouche, les atomes forment un maillage carré : chaque carré de côté a est donc occupé en moyenne par un atome. Le nombre d'atomes par couche est donc :

$$N_c = \frac{S}{a^2}$$

Q25.b. Pour former une monocouche complète, il faut :

$$t = \frac{N_c}{\Phi_1} = \frac{S\pi d^2}{a^2 \Phi S \cos \alpha \cos \theta}$$

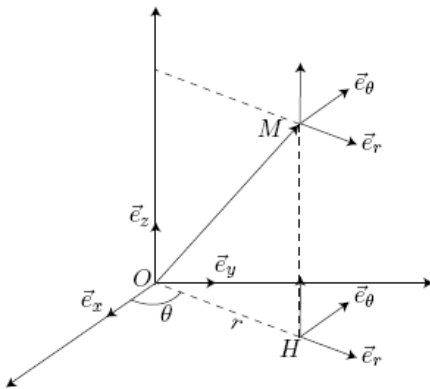
$$t = \frac{\pi d^2}{a^2 \Phi}$$

Application numérique :

$$t = \pi \times \frac{(2 \cdot 10^{-2})^2}{(0,3 \cdot 10^{-9})^2 \times 10^{16}} = \frac{4\pi}{9} \approx 1,4 \text{ s}$$

Q25.c. En supposant que chaque couche occupe une épaisseur de $0,3 \text{ nm}$ (réseau cubique), un composé d'épaisseur $1 \mu\text{m}$ comporte environ 3000 couches, ce qui correspond environ à $T = 4200 \text{ s}$ soit 1 heure et 10 minutes : cette durée est plutôt longue.

Q26.a.



Q26.b. D'après le modèle proposé, la distribution de charges est invariante par translation parallèlement à (Oz) (cylindres infinis) et par rotation autour de l'axe (Oz) (symétrie cylindrique) donc le champ électrostatique et le potentiel électrostatique ne dépendent que de r .

Les plans $(M, \vec{e}_r, \vec{e}_\theta)$ et $(M, \vec{e}_r, \vec{e}_z)$ sont des plans de symétrie de la distribution de charges donc le champ électrique est contenu dans leur intersection : $\vec{E}$ est porté par $\vec{e}_r$.

On a bien $V(M) = V(r)$ et $\vec{E}(M) = E(r)\vec{e}_r$.

Q27.a. Equation de Maxwell-Gauss :

$$\text{div } \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

Q27.b. Le champ électrostatique dérive du potentiel : $\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}} V$. Entre C et A , l'espace est vide de charges donc $\rho = 0$. On a alors :

$$-\text{div}(\overrightarrow{\text{grad}} V) = \Delta V = 0$$

Comme V ne dépend que de r et que $r \neq 0$:

$$\frac{d}{dr} \left(r \frac{dV}{dr} \right) = 0$$

Q27.b. On note K_1 et K_2 deux constantes réelles. En intégrant l'équation précédente, on obtient :

$$r \frac{dV}{dr} = K_1$$

$$V(r) = K_1 \ln(r) + K_2$$

On a $V(R_g) = V_g$ et $V(R_c) = 0$ donc :

$$\begin{cases} K_1 \ln(R_g) + K_2 = V_g \\ K_1 \ln(R_c) + K_2 = 0 \end{cases}$$

$$\begin{cases} K_1 = \frac{V_g}{\ln\left(\frac{R_g}{R_c}\right)} \\ K_2 = -\frac{\ln R_c}{\ln\left(\frac{R_g}{R_c}\right)} V_g \end{cases}$$

D'où :

$$V(r) = \frac{V_g}{\ln\left(\frac{R_g}{R_c}\right)} \ln\left(\frac{r}{R_c}\right)$$

Q28. Comme $\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}} V$ et $\vec{E}(M) = E(r)\vec{e}_r$, $E(r) = -\frac{dV}{dr}$ soit :

$$\vec{E}(M) = E(r)\vec{e}_r = -\frac{V_g}{\ln\left(\frac{R_g}{R_c}\right)} \frac{1}{r} \vec{e}_r$$

Q29.a. Le potentiel est nul en R_c et maximum en R_g donc $R_c \approx 1 \text{ mm}$ et $R_g \approx 60 \text{ mm}$.

Q29.b. Entre A et E , le potentiel obéit à la même équation différentielle qu'entre C et A , seules les conditions aux limites changent :

$$V(r) = K_1 \ln(r) + K_2 \text{ avec } V(R_g) = V_g ; V(R_2) = 0$$

Donc :

$$\begin{cases} K_1 \ln(R_g) + K_2 = V_g \\ K_1 \ln(R_2) + K_2 = 0 \end{cases}$$

$$\begin{cases} K_1 = \frac{V_g}{\ln\left(\frac{R_g}{R_2}\right)} \\ K_2 = -\frac{\ln R_2}{\ln\left(\frac{R_g}{R_2}\right)} V_g \end{cases}$$

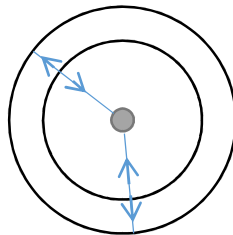
D'où :

$$V(r) = \frac{V_g}{\ln\left(\frac{R_g}{R_2}\right)} \ln\left(\frac{r}{R_2}\right)$$

Q29.c. Comme $\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}} V$ et $\vec{E}(M) = E(r)\vec{e}_r$, $E(r) = -\frac{dV}{dr}$ soit :

$$\vec{E}(M) = E(r)\vec{e}_r = \frac{V_g}{\ln\left(\frac{R_g}{R_2}\right)} \frac{1}{r} \vec{e}_r$$

Q29.d. Lignes de champ :



Q30. D'après la courbe donnée, entre A et E , la position $V = 80 \text{ V}$ correspond à $R_K = 70 \text{ mm}$.

Q31.a. On étudie le mouvement de l'électron de masse m et de charge $-e$ dans le référentiel du laboratoire supposé galiléen. Il n'est soumis qu'à la force électrique : $\vec{F} = -e\vec{E} = -eE(r)\vec{e}_r$.

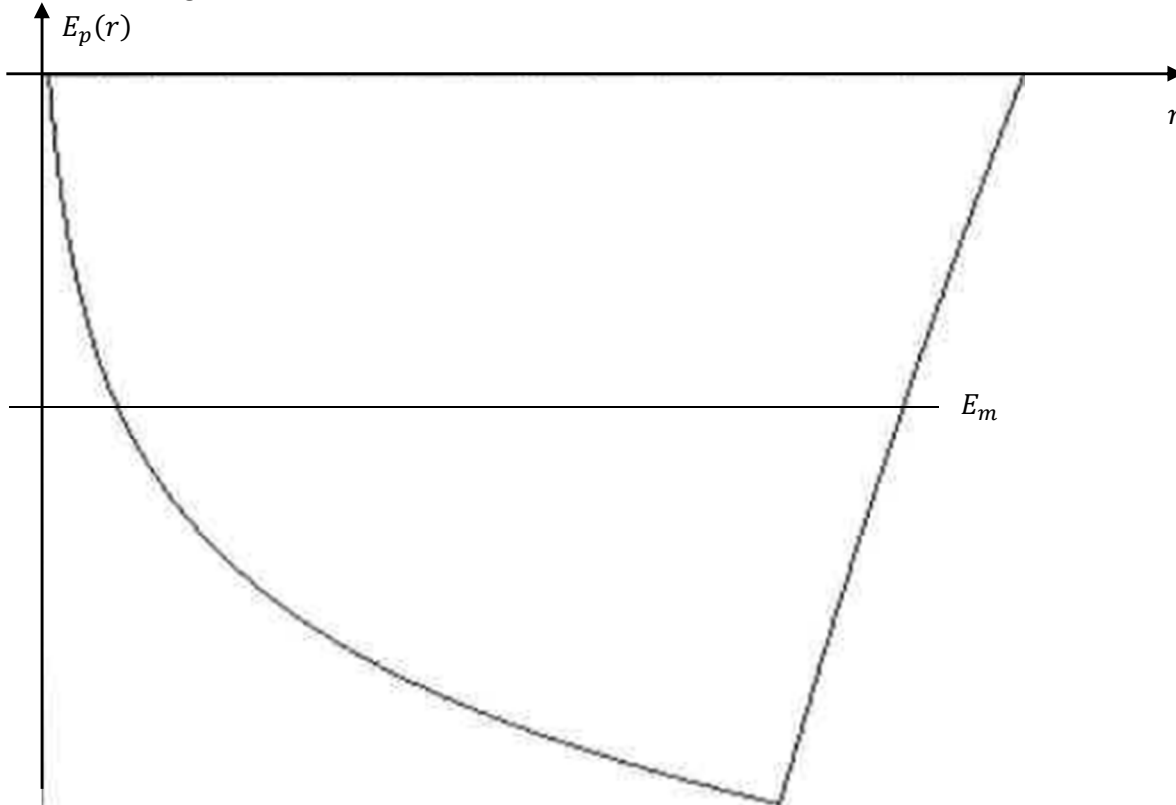
D'après la deuxième loi de Newton, l'accélération est donc dirigée suivant $\vec{e}_r$ à tout instant, donc la vitesse est dirigée suivant $\vec{e}_r$ sachant qu'elle est nulle à l'instant initial : la trajectoire est donc rectiligne suivant $\vec{e}_r$.

Q31.b. Energie potentielle de l'électron dans un potentiel électrique $V(r)$:

$$E_p(r) = -eV(r)$$

Q31.c. L'électron émis n'est soumis qu'à la force électrique qui est conservative : d'après le théorème de l'énergie mécanique, l'énergie mécanique de l'électron est donc conservée.

Q31.d. Energie de l'électron :



Q31.e. L'énergie cinétique de l'électron est forcément positive donc les seules positions accessibles sont celles pour lesquelles $E_p(r) < E_m$ ce qui correspond à $V(r) > V_K$, soit $r_{min} \approx 7 \text{ mm}$ et $r_{max} \approx 70 \text{ mm}$.

Q32.a. Le théorème du moment cinétique appliqué à l'électron donne, en projection sur l'axe (Oz) :

$$\frac{dL_z}{dt} = (\overrightarrow{OM} \wedge \vec{F}_e) \cdot \vec{e}_z = ((r\vec{e}_r + z\vec{e}_z) \wedge (-eE(r)\vec{e}_r)) \cdot \vec{e}_z = 0$$

Le moment cinétique de l'électron sur l'axe (Oz) est donc conservé.

Q32.b. L'énergie mécanique de l'électron est :

$$E_m = E_c + E_p = \frac{1}{2}m_e(\dot{r}^2 + (r\dot{\theta})^2) - eV_{sim}(r)$$

Or $L_z = (\overrightarrow{OM} \wedge m_e\vec{v}) \cdot \vec{e}_z = m_e r^2 \dot{\theta}$ donc :

$$E_m = \frac{1}{2}m_e\dot{r}^2 + \frac{L_z^2}{2m_e r^2} - eV_{sim}(r)$$

Q32.c. L'électron n'est soumis qu'à la force électrique qui est conservative : son énergie mécanique est conservée.

Dans ce cas, l'électron reste confiné pour des positions pour lesquelles $E_m - \frac{L_z^2}{2m_e r^2} + eV_{sim}(r) > 0$. L'énergie mécanique initiale est proche de -80 eV car la vitesse initiale est très faible, donc la particule sera confinée dans la zone où $E_{peff}(r) \leq -80 \text{ eV}$. (Un état de diffusion est impossible car il faudrait une énergie totale positive.)

Q33. Le principe fondamental de la dynamique appliqué à l'électron et projeté sur (Oz) donne :

$$\ddot{z} = 0$$

Le mouvement de l'électron suivant (Oz) est donc rectiligne uniforme à la vitesse $\dot{z}(t = 0)$.

Q34. La relation de De Broglie souligne la dualité onde-corpuscule de la matière.

Q35. La quantité de mouvement des électrons dans un faisceau monocinétique est $p = m_e v$: comme tous les électrons ont la même quantité de mouvement, ils ont aussi la même longueur d'onde ; le faisceau est bien monochromatique.

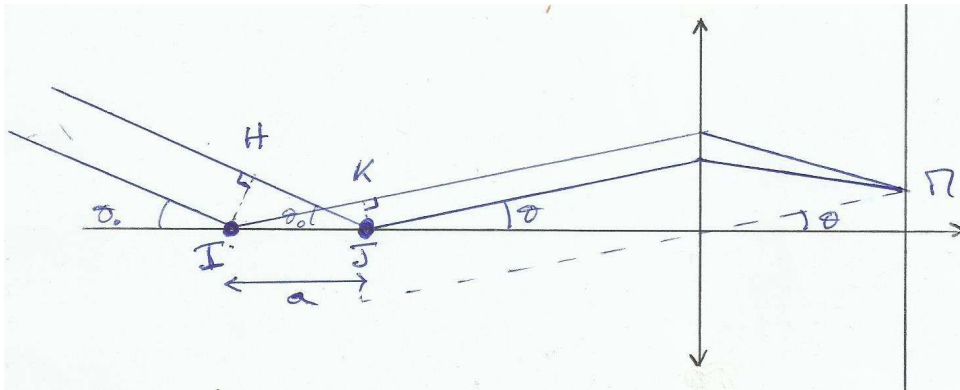
Ici la longueur d'onde mise en jeu est :

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m_e v} = \frac{h}{\sqrt{2m_e E_c}}$$

$$\lambda = \frac{6.10^{-34}}{\sqrt{2 \times 9.10^{-31} \times 1.10^4 \times 2.10^{-19}}} = 1.10^{-11} m = 10 \text{ pm}$$

Q36. Le phénomène de diffraction devient non négligeable si la longueur d'onde de De Broglie des électrons est au moins de l'ordre de la taille typique des objets diffractants (ici, les atomes de gallium). Ici, $r_{Ga} \approx 10 \lambda$... C'est limite, mais le sujet suppose que le traitement ondulatoire est obligatoire.

Q37.



Les deux rayons frappent un même point de l'écran donc ils vont interférer (à condition d'être cohérents).

Q38. Notons S la source des électrons. La différence de marche entre les deux rayons est :

$$\delta = (SIM) - (SJM) = (SI) + (IK) + (KM) - (SH) - (HJ) - (JM)$$

Or, d'après le théorème de Malus, $(SI) = (SH)$ et $(KM) = (JM)$. Donc, comme le milieu est du vide :

$$\delta = IK - HJ = a \cos \theta - a \cos \theta_0$$

Les interférences sont constructives si l'ordre d'interférence est entier, soit $\delta = m\lambda$ avec $m \in \mathbb{Z}$ donc :

$$\cos \theta = \cos \theta_0 + \frac{m\lambda}{a}$$

Q39. Par analogie avec la formule des réseaux, les maxima d'intensité se trouveront lorsque les interférences entre des rayons venant de deux motifs successifs sont totalement constructives.

Q40. Un rayon incident avec l'angle θ frappe l'écran à une abscisse $x_m = f' \tan \theta \approx f' \theta$ car $\theta \ll 1$ dans l'approximation de Gauss. La relation précédente donne, dans l'approximation de Gauss :

$$1 - \frac{\theta^2}{2} \approx \cos \theta_0 + \frac{m\lambda}{a}$$

$$\theta \approx \sqrt{2 \left(1 - \cos \theta_0 - \frac{m\lambda}{a} \right)}$$

Soit :

$$x_m = f' \sqrt{2 \left(1 - \cos \theta_0 - \frac{m\lambda}{a} \right)}$$

Q41. Si on souhaite un plus grand nombre de maxima observables, il faut que m puisse atteindre la plus grande valeur possible donc λ doit être la plus petite possible : d'après la formule de De Broglie, il est donc préférable d'utiliser des faisceaux de haute énergie.

Q42. A partir de $t = 0$, il y a 22 maxima sur la courbe de la figure B.9 : 22 couches ont été formées et un est en cours de formation (à moitié remplie, puisqu'on a passé le minimum).

Q43. En 500 s, environ 23 couches ont été formées ; une couche se forme donc en :

$$t = \frac{500}{23} \approx 22 \text{ s}$$

A la question Q25, on a supposé que tous les atomes de gallium arrivant sur la surface s'y fixent : cette hypothèse est la plus problématique. De plus, il est aussi possible que les angles α et θ ne soient pas nuls. Cela explique pourquoi le temps trouvé ici est plus grand que celui trouvé par le calcul.

Q44. On pourrait expliquer la décroissance de l'amplitude des oscillations par la présence de défauts sur les couches successives.

Partie C : ANNEXES A RENDRE AVEC LA COPIE

C.1 - Modulation de largeur d'impulsion - Question Q6.c.

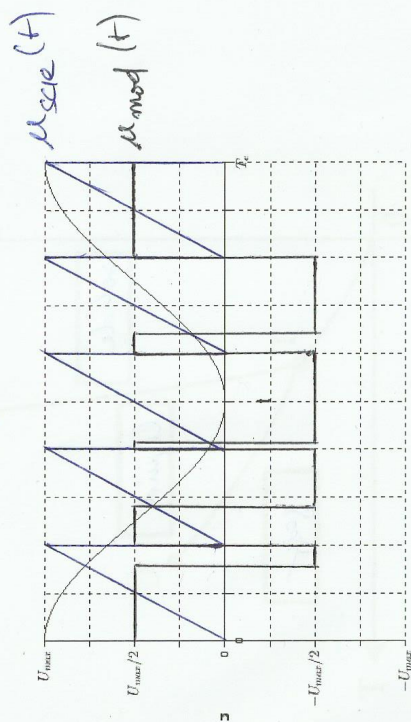


Figure C.1 : Chronogramme du signal $u_e(t)$ sur une période.

C.2 - Création d'un signal dent de scie - Question Q13.

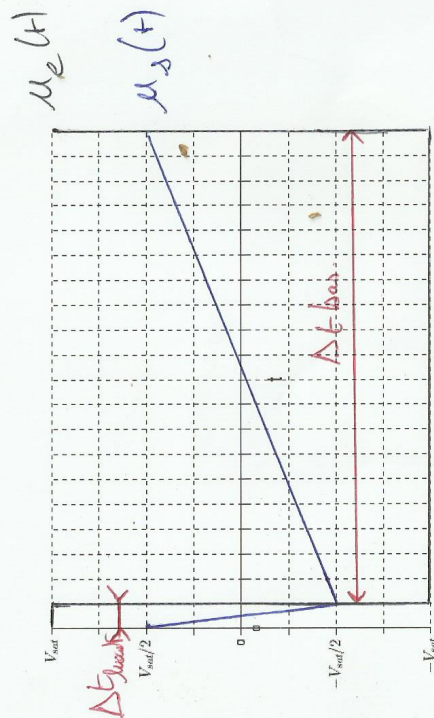


Figure C.2 : Chronogramme à compléter : on fera apparaître les grandeurs Δt_{haut} et Δt_{bas} .

C.3 - Diagramme (T,P) d'un corps pur – Question Q16.

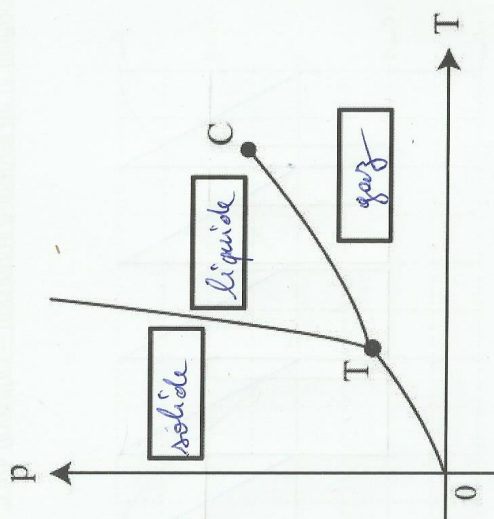


Figure C.3 Diagramme (T,P) d'un corps pur à compléter