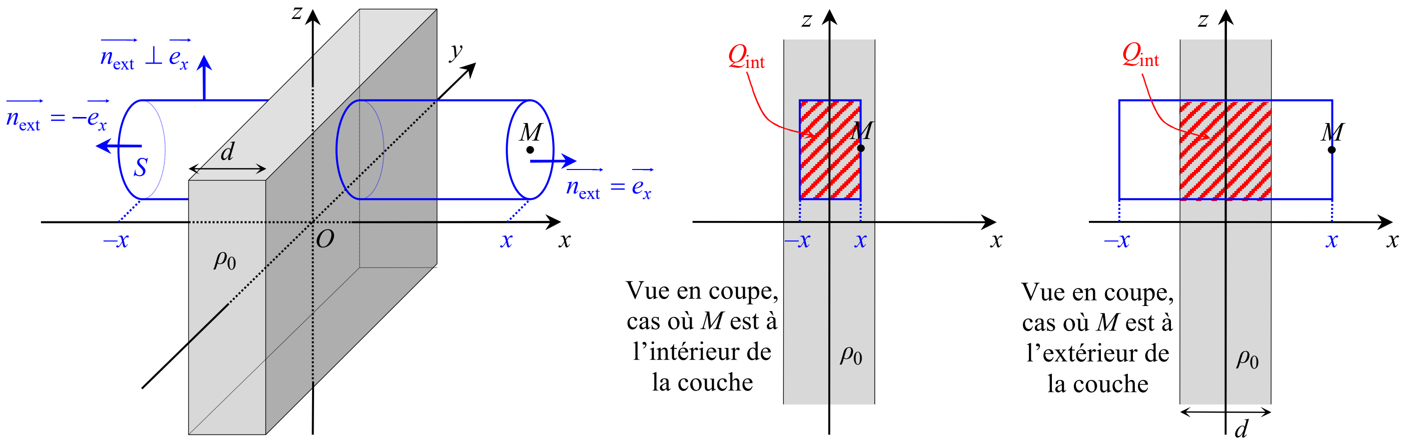
Corrigé du devoir d'entraînement de physique nº 5

A.1) Plus la ZCE est large, moins les électrons de la zone N ont de probabilité d'arriver dans la zone P ; par ailleurs, la ZCE crée un champ électrique de droite à gauche, qui freine les électrons allant vers la gauche et les empêche donc d'aller vers la zone P. Il en va de même pour les trous, donc le processus d'élargissement de la ZCE finit par s'arrêter.

A.2.a) La charge totale est nulle : pour une section S, $\rho_1 a S + \rho_2 b S = 0$ soit $\boxed{\rho_1 a + \rho_2 b = 0}$.

A.2.b) ***i.*** Pour tout point M, le plan (Mxy) est un plan de symétrie pour la distribution de charges, donc pour le champ électrostatique, ainsi $\vec{E}(M)$ est parallèle à ce plan donc n'a pas de composante sur $\vec{e_z}$. De même, (Mxz) est un plan de symétrie, donc $\vec{E}(M)$ n'a pas de composante sur $\vec{e_y}$. On cherche donc a priori le champ sous la forme $\vec{E}(M) = E(x,y,z)\vec{e_x}$. Par ailleurs, la distribution supposée infinie est invariante par translation selon l'axe (Oy), donc la composante E est indépendante de la variable y. Et la distribution est invariante par translation selon l'axe (Oz), donc E est indépendante de z. On a donc obtenu finalement : $\boxed{\vec{E}(M) = E(x)\vec{e_x}}$.



ii. On applique le théorème de Gauss à une surface cylindrique Σ de génératrices parallèles à (Ox), et de bases d'aire S situées aux abscisses $x>0$ et $-x$: $\oiint_\Sigma \vec{E}\cdot d\vec{s} = \dfrac{Q_{\text{int}}}{\varepsilon_0}$. Flux : $\oiint_\Sigma \vec{E}\cdot d\vec{s} = \iint_{\text{base en } x} E(x)\vec{e_x}\cdot ds\,\vec{e_x} + \iint_{\text{base en } -x} E(-x)\vec{e_x}\cdot ds\left(-\vec{e_x}\right) + \iint_{\text{surf. lat.}} E\,\vec{e_x}\cdot ds\,\vec{n}_{\perp \vec{e_x}}$
$= \iint_{\text{base en } x} E(x)\,ds + \iint_{\text{base en } -x}\left(-E(-x)\right)ds + 0 = \left(E(x) - E(-x)\right)S$. Or (Oyz) est un plan de symétrie, donc $\vec{E}(-x)$ est symétrique de $\vec{E}(x)$ soit $E(-x) = -E(x)$ (fonction impaire). Le flux s'écrit donc $2E(x)S$. Pour la charge intérieure on doit distinguer deux cas.

Pour $0 < x < \dfrac{d}{2}$ (M dans la zone chargée) : $Q_{\text{int}} = 2\rho_0 S x$ (la surface de Gauss est entièrement remplie de charges avec la densité ρ_0)

donc $2E(x)S = \dfrac{2\rho_0 S x}{\varepsilon_0}$ soit $\boxed{\vec{E}(M) = \dfrac{\rho_0 x}{\varepsilon_0}\vec{e_x}}$; cette fonction est impaire, elle est donc valable $\boxed{\text{pour } |x| < \dfrac{d}{2}}$.

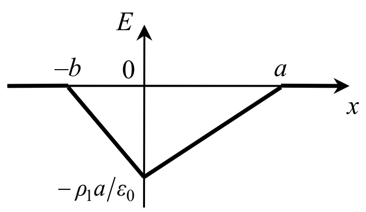
Pour $x > \dfrac{d}{2}$: $Q_{\text{int}} = \rho_0 S d$ (les charges occupent seulement un cylindre de longueur d), donc $2E(x)S = \dfrac{\rho_0 S d}{\varepsilon_0}$ soit

$\boxed{\vec{E}(M) = \dfrac{\rho_0 d}{2\varepsilon_0}\vec{e_x} \text{ pour } x > \dfrac{d}{2}}$; alors $\boxed{\vec{E}(M) = -\dfrac{\rho_0 d}{2\varepsilon_0}\vec{e_x} \text{ pour } x < -\dfrac{d}{2}}$ puisque la fonction doit être impaire.

A.2.c) Pour $0 < x < a$: on additionne le champ de l'intérieur de la zone ρ_1, soit $\vec{E_1}(M) = \dfrac{\rho_1\left(x - a/2\right)}{\varepsilon_0}\vec{e_x}$ (avec décalage d'origine de $a/2$), et le champ à droite de la zone ρ_2, soit $\vec{E_2}(M) = \dfrac{\rho_2 b}{2\varepsilon_0}\vec{e_x}$, donc $\vec{E}(M) = \left(\dfrac{\rho_1 x}{\varepsilon_0} - \dfrac{\rho_1 a}{2\varepsilon_0} + \dfrac{\rho_2 b}{2\varepsilon_0}\right)\vec{e_x}$ soit $\boxed{\vec{E}(M) = \dfrac{\rho_1(x-a)}{\varepsilon_0}\vec{e_x}}$.

Pour $-b < x < 0$: on additionne le champ de l'intérieur de la zone ρ_2, soit $\vec{E_2}(M) = \dfrac{\rho_2\left(x + b/2\right)}{\varepsilon_0}\vec{e_x}$, et celui à gauche de la zone ρ_1, soit $\vec{E_1}(M) = -\dfrac{\rho_1 a}{2\varepsilon_0}\vec{e_x}$, donc $\vec{E}(M) = \left(\dfrac{\rho_2 x}{\varepsilon_0} + \dfrac{\rho_2 b}{2\varepsilon_0} - \dfrac{\rho_1 a}{2\varepsilon_0}\right)\vec{e_x}$ soit $\boxed{\vec{E}(M) = \dfrac{\rho_2(x+b)}{\varepsilon_0}\vec{e_x} = \dfrac{\rho_1 a(-x-b)}{\varepsilon_0 b}\vec{e_x}}$. $\vec{E}(M)$ est nul ailleurs.

A.2.d)



A.2.e) Il faut appliquer une tension supérieure à celle qui existe aux bornes de la ZCE : $U = V_P - V_N = V(a) - V(-b)$.

Donc $U = \displaystyle\int_{x=a}^{x=-b} \vec{E}(M)\cdot d\overrightarrow{OM} = \int_{x=a}^{0} \frac{\rho_1(x-a)}{\varepsilon_0}\vec{e_x}\cdot dx\,\vec{e_x} + \int_{x=0}^{-b} \frac{\rho_1 a(-x-b)}{\varepsilon_0 b}\vec{e_x}\cdot dx\,\vec{e_x}$

$= \left[\dfrac{\rho_1(x^2/2 - ax)}{\varepsilon_0}\right]_{x=a}^{0} + \left[\dfrac{\rho_1 a(-x^2/2 - bx)}{\varepsilon_0 b}\right]_{x=0}^{-b} = \dfrac{\rho_1 a^2}{2\varepsilon_0} + \dfrac{\rho_1 a b}{2\varepsilon_0}$ soit $\boxed{U = \dfrac{\rho_1 a}{2\varepsilon_0}(a+b)}$.

B.1.a) Si la diode est passante, $U_d = 0$ donc $\boxed{U(t) = e(t) = E\cos(\omega t) \quad [\text{diode passante}]}$ d'après la loi des mailles.

Lorsque la diode est passante, elle le reste tant que son intensité $i(t)$ est positive : $i(t) = \dfrac{U(t)}{R} + C\dfrac{dU}{dt} > 0 \Leftrightarrow \boxed{U(t) + RC\dfrac{dU}{dt} > 0}$ (1).

B.1.b) Si la diode est bloquante, l'intensité qui la traverse est nulle, donc la source est déconnectée des dipôles R et C : le circuit se réduit à la maille RC. En posant i_C l'intensité dans C en convention récepteur (donc dans R en convention générateur) : $i_C(t) = C\dfrac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}t}$ et $U(t) = -Ri_C(t)$ d'où l'équation différentielle $\dfrac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}t} + \dfrac{1}{RC}U(t) = 0$. Solution : $\boxed{U(t) = A\exp\left(-\dfrac{t}{RC}\right) \quad \text{[diode bloquante]}}$ avec A une constante positive (le condensateur se décharge dans la résistance).

Lorsque la diode est bloquante, elle le reste tant que U_d est négative : $U_\mathrm{d} = e(t) - U(t) < 0 \Leftrightarrow \boxed{U(t) > e(t)}$.

B.1.c) Lorsque la diode est passante, la condition (1) est vérifiée quand $U(t)$ [donc $e(t)$] est positive et croissante, puis cesse d'être vérifiée à un instant où $U(t)$ est encore positive mais décroissante. Alors la diode se bloque, $U(t)$ décroît. Quand $U(t)$ devient égale à $e(t)$, la diode redevient passante (à un instant où $e(t)$ est positive et croissante).

Si $RC \gg T$, la décharge du condensateur est très lente et $U(t)$ reste pratiquement à la valeur de crête E de $e(t)$: le montage est alors appelé *détecteur de crête* ou *détecteur d'enveloppe*.