## Chapitre 6

# Activité humaine I. Énergie

Ce chapitre se concentre sur la production et utilisation de l'énergie par l'humanité, et principalement sur la production d'électricité. On débute (§6.1) par examiner la transformation de l'énergie mécanique en électricité par effet dynamo. On se tourne ensuite vers les sources d'énergie dites renouvelables, soit l'énergie éolienne (6.2), l'énergie hydroelectrique (6.3), l'énergie marémotrice (6.4), et bien sur l'énergie solaire (6.5). On considère finalement les sources d'énergie non-renouvelables, principalement les combustible fossiles, pour terminer avec l'énergie nucléaire. Dans tous les cas on examine autant les aspects aspects physiques de ces divers modes de production énergétique que leurs impacts environnementaux.

### 6.1 L'effet dynamo

L'effet dynamo réfère à la conversion de l'énergie mécanique en courant électrique. Découvert en 1831 par Michael Faraday (1791–1867) sur une base purement expérimentale, on peut dire sans aucune exaggération que Faraday a ainsi posé les bases de notre civilisation technoénergétique. Honnêtement là, pouvez-vous imaginez un monde sans prises électriques pour recharger son cell?

Michael Faraday était un véritable génie, tout à fait à la hauteur de James Clerk Maxwell, mais d'un tout autre style. Sans aucune formation mathématique, sur une base purement expérimentale il a introduit en physique les notions de **champs** et de **lignes de force**, inventant au passage ce qu'on appelle aujourd'hui le champ magnétique. Ce faisant, il a effectivement évacué de la physique du dix-neuvième siècle la notion d'**action à distance** qui demeurait la base conceptuelle de la dynamique depuis Newton.

Notre point de départ est la Loi de Faraday, une de nos quatre équations de Maxwell:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \ . \tag{6.1}$$

Considérons une surface S délimitée par un contour  $\gamma$ , et traversée par un champ magnétique **B**. On projette l'équation (6.1) sur la normale  $\hat{\mathbf{n}}$  à S et on intègre sur toute la surface:

$$\int_{S} (\nabla \times \mathbf{E}) \cdot \hat{\mathbf{n}} \mathrm{d}S = -\int_{S} \left(\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}\right) \cdot \hat{\mathbf{n}} \mathrm{d}S , \qquad (6.2)$$

$$\oint_{\gamma} \mathbf{E} \cdot d\boldsymbol{\ell} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_{S} \mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{n}} dS .$$
(6.3)

Le passage de (6.2) à (6.3) provient de l'utilisation du théorème de Stokes au membre de gauche, et de l'interchange des opérateurs de dérivé temporelle et intégrale de surface au membre de droite, légal si la seule variation temporelle est celle de **B**, autrement dit la surface d'intégration est fixe dans l'espace. Vous avez certainement déjà fait tout ça —mais en sens inverse!— en PHY1441. On définit maintenant la force électromotrice  $\mathcal{E}$  et le flux magnétique  $\Phi$ :

$$\mathcal{E} = \oint_{\gamma} \mathbf{E} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{\ell} \tag{6.4}$$

$$\Phi = \int_{S} \mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{n}} \mathrm{d}S \tag{6.5}$$

de telle sorte que (6.3) devient:

$$\mathcal{E} = -\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}t} \ . \tag{6.6}$$

Bien que Faraday ne l'ait lui-même jamais exprimé sous cette forme, cette expression résume mathématiquement les conclusions d'une gamme d'expériences de laboratoire effectuées en 1831, sur une période de seulement 10 jours: une variation du flux magnétique traversant la surface (le *S* ci-dessus) délimitée par une boucle conductrice (le  $\gamma$  ci-dessus) induit dans celle-ci une force électromotrice  $\mathcal{E}$ . De là à utiliser cette force électromotrice pour propulser un courant électrique *I* dans un circuit de résistance *R* selon la Loi d'Ohm  $\mathcal{E} = RI$ , il n'y a qu'un pas... mais il fallait y penser!

#### 6.1.1 Le générateur homopolaire

Parmi les innombrables inventions pratiques de Michael Faraday, on compte un générateur électrique DC basé sur la rotation d'un disque métallique conducteur traversé par un champ magnétique. La Figure 6.1(A) en illustre schématiquement le design: un disque circulaire de rayon a monté sur un essieu également conducteur tourne à vitesse angulaire  $\omega$  via un forçage mécanique externe, e.g., Faraday qui tourne une manivelle. Un champ magnétique vertical (en rouge) est appliqué perpendiculairement au disque. Les porteurs de charges électriques libres dans le disque ressentiront conséquemment une force de Lorentz  $\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$  où, initialement du moins,  $\mathbf{v}$  est entièrement dû à la rotation du disque. Travaillant en coordonnées cylindriques  $(s, \phi, z)$  on peut donc écrire:

$$\mathbf{v} = (\omega s)\mathbf{e}_{\phi} , \qquad \mathbf{B} = B_0\mathbf{e}_z , \qquad (6.7)$$

d'où

$$\mathbf{F} = (q\omega s B_0) \mathbf{e}_s \ . \tag{6.8}$$

Cette force causera une séparation spatiale des charges électriques présentes dans le disque, les "+" s'accumulant au bord extérieur du disque, et les "-" sur l'essieu, jusqu'à ce que la force électrostatique associée au champ électrique en résultant soit devenu assez élevée pour équilibrer la force magnétique.

Considérons maintenant le circuit électrique formé en connectant le bord du disque à l'essieu, à l'aide de contacts sans friction, afin de ne pas freiner la rotation (en bleu sur la Fig. 6.1). Si le contact sur l'essieu est à l'extérieur de la région sous influence du champ magnétique, dans tout le circuit la force magnétique ne joue que dans le disque, où on produit donc une force électromotrice:

$$\mathcal{E} = \oint_{\text{circuit}} \left(\frac{\mathbf{F}}{q}\right) \cdot d\boldsymbol{\ell}$$
(6.9)

$$\equiv \int_0^a \omega B_0 s \,\mathrm{d}s \tag{6.10}$$

$$= \frac{\omega B_0 a^2}{2} . (6.11)$$

Négligeant l'autoinductance du circuit, le courant s'y écoulant est alors simplement donné par la Loi d'Ohm:  $I = \mathcal{E}/R$ . Ce dispositif est appelé **générateur homopolaire**.



Figure 6.1: Le générateur homopolaire de Michael Faraday. Un champ magnétique externe B (rouge) traverse un disque conducteur en rotation, produisant ainsi une force électromotrice qui propulse un courant électrique radial dans le plan du disque si le bord de ce dernier est connecté à son axe à l'aide d'un fil et de contacts lubrifiés, formant ainsi un circuit fermé de résistance R (bleu).

Mais d'où vient l'énergie associée au courant électrique ici ? Dénotons par u la vitesse radiale des charges se déplaçant dans le disque métallique. La vitesse totale de ces charges est maintenant donnée par:

$$\mathbf{v} = (\omega s)\mathbf{e}_{\phi} + u\mathbf{e}_s , \qquad (6.12)$$

à laquelle correspond une densité de courant:

$$\mathbf{J} = n \, q \, \mathbf{v} \,, \qquad [\text{Amp m}^{-2}] \tag{6.13}$$

où *n* est la densité de porteurs de charge (densité de particules  $\times m^{-3}$ ). Maintenant que la vitesse des charges n'est plus exactement dans la direction- $\phi$ , la force de Lorentz par unité de volume agissant sur les charges a une composante dans la direction- $\phi$ :

$$F_{\phi}\mathbf{e}_{\phi} = n \, q(u\mathbf{e}_s) \times (B_0\mathbf{e}_z) = -n \, q \, u \, B_0\mathbf{e}_{\phi} \, . \tag{6.14}$$

Imaginons une section cylindrique de rayon s "taillée" de notre disque. La surface correspondante sera  $2\pi sh$ , où h est l'épaisseur du disque (voir Fig. 6.1). Le courant électrique traversant cette surface est:

$$I = \int_{S} \mathbf{J} \cdot \hat{\mathbf{n}} \mathrm{d}S \tag{6.15}$$

$$= (n q u) \times (2\pi s h) , \qquad [Amp] \qquad (6.16)$$

ce qui permet de réécrire (6.14) comme:

$$F_{\phi}(s) = -\frac{I B_0}{2\pi s h} .$$
 [N m<sup>-3</sup>] (6.17)

PHY-2100, Physique Environnementale, Paul Charbonneau, Université de Montréal

Le travail par unité de temps que doit exercer la rotation du disque pour maintenir la composante- $\phi$  de la vitesse des charges dans un élement de volume  $dV = sdsd\phi dz$  à la position s dans le disque est donc donné par:

$$\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}t} = F_{\phi} \times v_{\phi} \mathrm{d}V \tag{6.18}$$

$$= F_{\phi}\omega s \mathrm{d}V \tag{6.19}$$

$$= F_{\phi}\omega s^2 \mathrm{d}s \,\mathrm{d}z \,\mathrm{d}\phi \tag{6.20}$$

Et donc le travail total par unité de temps requis d'un agent externe tourant la manivelle à fréquence  $\omega$  est donné en intégrant sur le volume du disque:

$$\frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}t} = \int_0^{2\pi} \int_0^h \int_0^a F_{\phi} \omega s^2 \mathrm{d}s \mathrm{d}z \mathrm{d}\phi$$
(6.21)

$$= 2\pi h \int_0^a \frac{I B_0}{2\pi h} \omega \, \mathrm{sd}s \tag{6.22}$$

$$= I B_0 \omega \int_0^a s \mathrm{d}s \tag{6.23}$$

$$= \frac{I B_0 \omega a^2}{2} \tag{6.24}$$

$$= I \mathcal{E} , \qquad [Watt] \tag{6.25}$$

où la seconde égalité résulte de l'utilisation de (6.17), et la dernière de la substitution de (6.9) pour la force électromotrice  $\mathcal{E}$ . Invoquant encore une fois la Loi d'Ohm  $\mathcal{E} = RI$ , on trouve bien que le travail mécanique fourni est égal à la puissance dissipée dans le circuit,  $P = I^2 R$ .

### 6.1.2 Le générateur AC

À la même époque Michael Faraday a également mis au point un générateur de courant alternatif. L'idée est très simple, et est illustrée sur la Figure 6.2. Une boucle conductrice délimitant une aire  $A = H \times L$  tourne à vitesse angulaire  $\omega$  autour d'un axe (trait vertical pointillé) perpendiculaire à un champ magnétique fixe (pointant ici dans le plan de la page, et indiqué par les  $\odot$  rouges).

Cette fois il est plus rapide de débuter directement avec l'équation (6.6), exprimant la loi de Faraday sous forme intégrale. Ici, comme la boucle tourne à vitesse angulaire  $\omega$ , la normale tourne aussi à cette même vitesse angulaire, donc  $\mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{n}} = B \cos(\omega t)$ , et le flux magnétique est alors donné par:

$$\Phi(t) = \int_{S} B\cos(\omega t) \mathrm{d}S \tag{6.26}$$

d'où

$$\mathcal{E}(t) = -\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}t} \tag{6.27}$$

$$= S B\omega \sin(\omega t) \tag{6.28}$$

Si la boucle est connectée à un circuit de résistance R (en bleu sur la Figure 6.2), on produit un courant alternatif  $I(t) = \mathcal{E}(t)/R$ , toujours selon notre bonne vieille Loi d'Ohm.

Mettons quelques chiffres dans tout ça: un champ magnétique respectable de B = 0.1 Ttraversant une boucle de surface  $S = 1 \text{ m}^2$  tournant à  $\omega = 120 \text{ rpm} \equiv 4\pi \text{ rad s}^{-1}$ ; on obtient alors un courant alternatif piquant à un voltage de  $\mathcal{E} \simeq \pm 1 \text{ V}$ ; pas terrible... Mais considérons ce qui se passe si notre simple boucle est remplacée par un bobinage de N = 100 tours et de section carrée définissant une même surface S; la différence de potentiel produite est de 1V par tour, pour un total de 100V, ce qui est déjà plus respectable.

Les vrais générateurs AC installées dans les centrales hydroélectriques et thermique généralisent cette idée, avec la différence (triviale du point de vue de l'éq. (6.8)) que c'est l'aimant qui tourne,



Figure 6.2: Le générateur de courant alternatif de Michael Faraday. Un champ magnétique externe B traverse une boucle conductrice carré de hauteur H et largeur L tournant à vitesse angulaire  $\omega$  par rapport à un axe de symétrie perpendiculaire au champ magnétique, produisant ainsi une force électromotrice qui propulse un courant électrique dans la boucle (voir texte).

plutôt que la boucle conductrice. La configuration générale est cylindrique, avec l'axe de rotation dans la direction-z et l'axe magnétique de l'aimant tournant dans le plan perpendiculaire à cet axe de rotation (le "rotor"). Un assemblage de bobines rectangulaires contigues et fixes (le "stator") est positionné verticalement autour du rotor, en configuration cylindrique. À la centrale Manic-5, par exemple, l'aimant rotatif est en fait un assemblage de 40 électroaimants, le tout pesant  $\simeq 370$  tonnes et tournant à  $\sim 150$  rpm.

### 6.1.3 Le flux d'énergie cinétique dans un écoulement

L'effet dynamo convertit donc une énergie mécanique en courant électrique, (une forme d'énergie électromagnétique. Notre prochaine étape est donc de calculer le contenu énergétique d'un écoulement.

L'énergie cinétique par unité de volume pour un fluide en mouvement à vitesse  $\mathbf{u}$  est donné par:

$$e_u = \frac{1}{2}\rho u^2$$
, [J m<sup>-3</sup>] (6.29)

où  $u^2 \equiv \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}$ . Le flux d'énergie cinétique  $(\mathbf{q}_u)$  traversant une surface quelconque dont la normale  $\hat{\mathbf{n}}$  est orienté dans une direction arbitraire par rapport à  $\mathbf{u}$  s'écrit donc:

$$\mathbf{q}_u = \left(\frac{1}{2}\rho u^2\right)\mathbf{u}\cdot\hat{\mathbf{n}} , \qquad [W \text{ m}^{-2}]$$
(6.30)

Pour un écoulement dans la direction  $\mathbf{e}_x$  (par exemple), le flux à travers une surface dans le plan perpendiculaire YZ,  $\mathbf{u} \cdot \hat{\mathbf{n}} = u\mathbf{e}_x$ , et on aura donc:

$$\mathbf{q}_u = \frac{1}{2}\rho u^3 \mathbf{e}_x , \qquad [W m^{-2}] .$$
 (6.31)

Assurez vous de bien comprendre pourquoi le *flux* d'énergie est proportionnel à  $u^3$ , plutôt que  $u^2$ ! Cette exposant trois mène loin; un mètre cube d'eau en mouvement à 1 m s<sup>-1</sup> produit un flux énergétique de 500 W; mais à 10 m s<sup>-1</sup>, on monte déjà à 500 kW.

Il est d'usage d'exprimer la puissance totale en terme du débit de fluide Q (m<sup>3</sup> s<sup>-1</sup>):

$$P = \frac{Q}{2}\rho u^2 , \qquad [W] . \qquad (6.32)$$

Comprenez bien pourquoi on est revenu à  $\propto u^2$  ici; le *u* manquant est maintenant caché dans le débit *Q*.

### 6.2 Énergie éolienne

L'énergie cinétique de l'air en mouvement —les vents— est une source d'énergie intéressante pour la prodution électrique, et connait un fort développement partout au monde, et en particulier au Québec.

La densité de l'air est  $\simeq 1000$  fois plus petite que celle de l'eau, ce qui est clairement désavantageux d'après notre éq. (6.31); mais les vents peuvent souffler à plusieurs dizaines de kilomètre/heure, donc la dépendance en  $u^3$  de  $\mathbf{q}_{\mathbf{u}}$  compense la densité plus basse: un mètre cube d'air se déplaçant à 10 m s<sup>-1</sup> ( $\equiv 36$  km/h) représente le même flux d'énergie cinétique qu'un mètre cube d'eau se déplaçant à 1 m s<sup>-1</sup>.

#### 6.2.1 La limite de Betz

La Figure 6.3 illustre schématiquement l'écoulement de l'air à travers une éolienne prototypique. Le mouvement de rotation produit par l'écoulement de l'air autour des pales est celui utilisé



Figure 6.3: Écoulement de l'air (lignes d'écoulement en rouge) à travers une turbine éolienne dont les pales balaient un cercle de surface A. Le ralentissement du vent, inévitable si un travail mécanique a été fait contre les pales de l'éolienne, implique par conservation de la masse un élargissement de la trainée du vent en aval (voir texte).

pour propulser l'effet dynamo (§6.1), et l'énergie associée à ce mouvement de rotation provient de l'énergie cinétique de l'écoulement. Notons déjà qu'il est impossible de siphonner toute cette énergie cinétique; si on le faisait, l'air en aval de l'éolienne se retrouverait au repos, ce qui n'est pas possible en régime stationnaire car on doit conserver la masse. Si l'écoulement en aval de l'éolienne est plus lent qu'en amont, alors il doit y avoir divergence des lignes d'écoulement, comme l'illustre la Figure 6.3. On a vu que pour un fluide incompressible<sup>1</sup>, la conservation de la masse impose que le débit massique dans le "tube" d'air traversant l'éolienne demeure constant:

$$Q = \rho u(x)S(x) = \text{constante} \quad \rightarrow \quad u(x) \propto 1/S(x) \;.$$
 (6.33)

Mettant à profit notre équation (6.32) obtenue précédemment, la perte d'énergie cinétique par unité de temps est donnée par:

$$\frac{E_2 - E_1}{\Delta t} = \frac{Q}{2}(u_2^2 - u_1^2) \equiv -P \tag{6.34}$$

avec  $u_2 \equiv u(x_2)$ , etc, pour alléger la notation. Ceci correspond à la puissance (P, en Watt) transférée à l'éolienne. La perte d'impulsion du vent en traversant l'éolienne est donnée par:

$$\frac{p_2 - p_1}{\Delta t} = Q(u_2 - u_1) \equiv F .$$
(6.35)

Ceci correspond à la force (F) exercée par l'air sur la turbine via les pales. Le travail correspondant est

$$W = \int \mathbf{F} \cdot \mathrm{d}\mathbf{x} \equiv -Fu\Delta t \tag{6.36}$$

puisque  $u \equiv \Delta x / \Delta t$ . Comme  $P = -W / \Delta t$ , on peut combiner les trois équations ci-dessus:

$$Fu\Delta t \equiv Q(u_1 - u_2)u\Delta t = \frac{Q}{2}\Delta t(u_1^2 - u_2^2) , \qquad (6.37)$$

d'où

$$u = (u_1 + u_2)/2 . (6.38)$$

Écrivons maintenant

$$= u_1(1-a)$$
,  $0 \le a \le 1$ . (6.39)

Ce qui implique alors  $u_2 = u_1(1 - 2a)$  en raison de (6.38). Ce paramètre *a* capture l'effet de divergence de l'écoulement en amont de l'éolienne, ultimement un résultat de l'hydrodynamique de l'interaction entre l'air et les pales; en pratique, c'est une quantité qui dépend du design aérodynamique de l'éolienne même, ainsi que de la vitesse du vent, et est très complexe à calculer *a priori*.

u

Dénotons par A la section balayée par les pales de l'éolienne; on a alors Q = uA par conservation de la masse (éq. (6.33)), et on peut alors réexprimer (6.34) sour la forme:

$$P = 2\rho A u_1^3 a (1-a)^2 . ag{6.40}$$

On définit le **coefficient de performance** (COP) comme le rapport entre la puissance produite et le flux d'énergie en entrée au système; donc ici:

$$COP \equiv \frac{P}{\rho A u_1^3 / 2} = 4a(1 - a^2) .$$
 (6.41)

Dérivant cette expression par rapport à a, on trouve facilement que la performance sera maximisée pour a = 1/3, et on déduit de (6.38)–(6.39) que dans ce cas optimal  $u_2 = u_1/3$ , et le COP= 16/27  $\simeq 0.59$ . Cette performance optimale est connue comme la **limite de Betz**, qui notons le, s'applique aussi aux turbines marémotrices discutées à la §6.4 plus loin.

Les "moulins à vent" de style classique, que combattait Don Quichote, du genre de ceux sur la Figure 6.4, ont  $\text{COP} \simeq 0.17$ , tandis que les éoliennes modernes atteignent  $\text{COP} \simeq 0.45$  dans des conditions de vent optimales.

 $<sup>^{1}</sup>$ L'air n'est pas incompressible, mais pour des écoulements beaucoup plus lents que la vitesse du son et non contraints par des parois, l'hypothèse d'incompressibilité demeure excellente.



Figure 6.4: Moulins à vent, icônes du paysage des Pays-Bas. Ces moulins développaient une puissance typique de 30kW, et ont été utilisés depuis le 13<sup>e</sup> siècle principalement pour drainer les polders (terres sous le niveau de la mer), mais aussi pour moudre la farine, etc. Source: ancientengrtech.wisc.edu/the-netherlands-windmill/

### 6.2.2 Impacts biosphériques

Les impacts biosphériques de la production électrique via turbines éoliennes est souvent considérée comme un mode de production d'électricité ayant peu d'impact sur l'environnement et la biosphère. Clairement on n'inonde pas de milliers de kilomètres carrés de territoire, on ne produit pas de CO<sub>2</sub>, etc. Certains impacts demeurent néanmoins significatifs.

Contrairement à ce qu'on pourrait penser, très peu d'oiseaux se font trancher en rondelles par les turbines éoliennes. C'est en partie en raison du fait qu'en mode production (i.e., quand les pales tournent), une pollution sonore significative est produite. Ceci tend à éloigner les oiseaux des turbines, mais représente un stress sonore impactant les animaux de manière générale. Par contre les trainées turbulentes s'étendant parfois jusqu'à quelques kilomètres en aval des éoliennes peuvent être problématiques pour le vol des oiseaux, chauve-souris, papillons, etc.

La construction des éoliennes implique aussi un niveau de déforestation significatif, car on doit aménager des chemins d'accès très larges et bien aplanis, afin de faciliter le transport des composantes lors de la construction et/ou de l'entretien subséquent<sup>2</sup>. Ceci peut aussi avoir des effets indirects plus insidieux; par exemple, en Haute-Gaspésie, les chemins d'accès aux éoliennes (voir Fig. 6.5), sont souvent utilisés par l'industrie forestière pour raser des pans de forêts qui serait autrement trop difficiles (i.e., coûteux) d'accès <sup>3</sup>. Ces chemins quadrillant la forêt facilitent également le déplacement des prédateurs comme le loup ou le coyote, aidant ainsi à la traque de leurs proies, chevreuils, orignaux et même les quelques caribous survivant encore de peine et de misère dans la région.

Finalement, les parcs éoliens ont un impact visuel important. Jusqu'à un certain point, c'est une question de goût personnel à savoir si la vue de plusieurs douzaines d'éoliennes réduit (ou augmente!) l'attrait visuel d'un territoire. Ce genre de considération esthétique est particulièrement difficile à chiffrer par les comptables du BAPE qui essaient de quantifier en dollars les "coûts environnementaux" de tel ou tel projet. La question mérite néanmoins une réflexion collective.

### 6.3 Énergie hydroélectrique

Le terme énergie hydroélectrique est utilisé en référence à toute production d'électricité puisant son énergie par effet dynamo, dans le mouvement de l'eau; en plus de "l'hydroélectricité" du

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Allez voir, sur GoogleEarth, l'état des collines entre les villages de Mont St-Pierre et Grande Vallée, en Haute Gaspésie (rive Sud du St-Laurent).

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>Hydro-Québec autorise souvent l'accès gratuit à ses parcs Éoliens aux compagnies forestières locales, avec la bénédiction de Nos Bons Gouvernements, parce que c'est Bon pour l'Économie...



Figure 6.5: Une éolienne contemporaine, ici en Haute-Gaspésie. De tels engins développent typiquement  $\simeq 5\,\rm MW$  de puissance en continu... tant que le vent souffle. Source: Hydro-Québec.

vernaculaire (soit les barrages,  $\S6.3.1$ ), on inclut ici l'énergie marémotrice ( $\S6.4$  plus loin) et l'énergie extraite du mouvement des vagues.

### 6.3.1 Barrages hydroélectriques

Il y a toute sorte de raisons pour construire un barrage, mais de nos jours c'est le plus souvent pour produire une puissance soutenue en électricité. La motivation derrière la construction de barrages les plus hauts possibles, comme par exemple Manic-5 sur la Figure 6.6, est de produire des vitesses d'écoulement proportionnellement plus grandes, par simple conversion d'énergie potentielle gravitationnelle en énergie cinétique.



Figure 6.6: Le barrage de la centrale dite Manic-5 (officiellement centrale Daniel-Johnson), sur la rivière Manicouagan (côte Nord). La hauteur de chute est h = 150 m, et le lac-réservoir a un volume  $V = 136 \times 10^9 \text{ m}^3$  lorsque pleinement rempli, couvrant une superficie de 1973 km<sup>2</sup>.

Pour de l'eau s'écoulant librement d'une hauteur h (la hauteur de chute) sous l'influence

de la gravité (constante à  $g = 9.8 \text{ m s}^{-2}$ ), en égalisant les énergies cinétique et potentielle on obtient immédiatement:

$$u = \sqrt{2gh} . \tag{6.42}$$

L'équation (6.32) devient ainsi

$$P = \rho Q g h, \qquad [W] . \tag{6.43}$$

On voit que la puissance est proportionnelle au débit volumique Q ainsi qu'à la hauteur de chute h, ce qui est intuitivement satisfaisant.

La Figure 6.7 illustre schématiquement le fonctionnement d'un barrage hydroélectrique "typique". On notera que l'entrée d'eau vers la turbine n'est jamais au haut du barrage, mais plus



Figure 6.7: Représentation schématique du fonctionnement d'un barrage hydroélectrique. L'eau accumulée dans le réservoir fait tourner une turbine, puis retombe par gravité dans la décharge du barrage. Les flèches bleues indiquent l'écoulement de l'eau. La hauteur de chute h est un peu plus petite que la différence entre la hauteur du réservoir et celle de la décharge, ce qui s'avère essentiel pour assurer une extraction d'énergie mécanique maximale par la turbine (voir texte).

typiquement à sa base<sup>4</sup>. Qu'en est-il de l'énergie potentielle gravitationnelle dans laquelle on veut puiser ? Dans une configuration du genre de la Figure 6.7, l'eau est accélérée horizontalement vers la turbine par la différence de pression entre la base du barrage, et la pression effectivement atmosphérique à la sortie de la turbine. On se rappellera que la pression a des unités de force par unité de surface (N m<sup>-2</sup>), mais on pourrait tout aussi bien lui assigner des unités d'énergie par unité de volume (J m<sup>-3</sup>). Ceci capture le fait qu'on fluide hautement pressurisé puisse faire un travail mécanique quand cette pression est relâchée.

Pour un fluide incompressible comme l'eau, notre équation de l'équilibre hydrostatique (voir §3.1.1) indique que la pression augmente avec la profondeur dans le réservoir selon

$$p(z) = p_A + \rho g (h - z) , \qquad (6.44)$$

où  $p_A$  est la pression atmosphérique, h est toujours la hauteur de chute, z = 0 est la hauteur de l'entrée d'eau à la base du barrage. Donc, on peut assigner à un élément de fluide à la base du barrage (z = 0) une densité volumique d'énergie  $= \rho g h$ : soit la même chose que l'énergie potentielle gravitationnelle pour un élément de fluide positionné en surface z = h! Le flux d'énergie associé à un débit Q est alors encore donné par l'équation (6.43).

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>Pouvez-vous anticiper le problème potentiel d'avoir l'entrée d'eau au haut du barrage?

La Figure 6.7 illustre aussi comment une turbine hydroélectrique peut contourner la limite de Betz: l'eau actionnant la turbine peut y transférer toute son impulsion horizontale, en ensuite retomber sous l'influence de la gravité dans la décharge. Celle-ci se retrouve donc un peu plus bas que la turbine, ce qu'on pourrait voir comme une perte énergétique puisque la hauteur de chute n'est pas tout à fait aussi grande qu'elle aurait pu l'être, mais en contournant ainsi la limite de Betz le gain s'en retrouve beaucoup plus grand.

On peut encore définir un coefficient de performance comme le rapport de la puissance électrique produite sur la puissance énergétique mécanique en entrée au système. Dans le cas de la centrale La Grande-2 (Baie James; officiellement centrale Robert-Bourassa depuis 1996), la documentation d'Hydro-Québec indique une hauteur de chute de h = 137 m un débit volumique  $Q = 4300 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ , et une puissance électrique de 5616 MW quand le réservoir est complètement rempli (volume de 61.4 km<sup>3</sup>, couvrant une surperficie de 2835 km<sup>2</sup>); ce qui conduit à

$$COP = \frac{5616 \text{ MW}}{\rho Q g h} = 0.97 . \qquad (6.45)$$

C'est un chiffre spectaculairement près de l'unité ! des valeurs  $\text{COP} \simeq 0.9$  sont plus typiques. Ceci dit, un COP de  $\simeq 0.9$  est de loin la plus grande valeur qu'on croisera dans ce chapitre.

#### 6.3.2 Impacts biosphériques

Tout comme l'énergie éolienne, l'énergie hydroélectrique est considérée renouvelable et "propre", dans le sens qu'elle ne produit pas de CO<sub>2</sub>. Mais quand on y regarde de plus près, la réalité environnementale est beaucoup plus complexe.

L'impact le plus marqué de la construction de barrages hydroélectrique est évidemment la perturbation majeure (voir destruction) des écosystèmes riverains, et la destruction de grandes superficies de forêt se retrouvant remplacée par d'immense réservoirs d'eau douce; le réservoir de Manic-5 fait 1973 km<sup>2</sup> en superficie, et contient un volume d'eau de  $V = 136 \text{ km}^3$ . Celui du barrage La Grande-2 couvre  $S = 2835 \text{ km}^2$ , et contient  $V = 61.4 \text{ km}^3$  d'eau. Cette destruction des fôrets implique une réduction de la capture du CO<sub>2</sub> par photosynthèse, et la décomposition de la biomasse terrestre engloutie sous les eaux libère une quantité substantielle de méthane, un autre gaz à effet de serre important (revoir la §4.8 au besoin).

On pourrait néanmoins penser qu'un certain nombre d'années après le remplissage du réservoir complété, on se retrouve avec un nouvel écosystème aquatique qui, bien que de nature évidemment très différente, équivaut plus ou moins à l'écosystème forestier qu'il a remplacé, et donc qu'en bout de ligne c'est kif-kif. Déjà, le le tableau 3.4 nous informe qu'en simple termes de productivité biosphérique ce n'est pas le cas: la biomasse des lacs génère  $0.23 \text{ kg}(\text{C}) \text{m}^{-2} \text{ yr}^{-1}$ , soit seulement la moitié de la productivité d'une forêt tempérée et deux tiers d'une forêt boréale. De plus, plusieurs études ont démontré que même si les réservoirs redeviennent des écosystèmes en bonne et due forme après quelques dizaines d'années (dépendant de la taille du réservoir), typiquement la biomasse et la productivité biomassique y sont significativement plus faibles, et, surtout, la biodiversité y est fortement réduite.

Les impacts écosystémiques s'étendent aussi loin en aval des barrages. On reconnait depuis longtemps l'impact dévastateur de la construction de barrages sur les espèces migratoires comme le saumon, qui remontent toujours la rivière qui les a vu naitre pour y retourner frayer. Un grand barrage hydroélectrique élimine aussi les crues printanières dont bénéficient plusieurs espèces végétales pour la dispersion des graines. De plus, les substantielles variations du niveau de l'eau, souvent irrégulières et hors-phase par rapport aux cycles saisonniers normaux, sont particulièrement dommageables aux espèces riveraines, autant animales que végétales.

Les impacts à plus grande échelle sur le cycle de l'eau peuvent aussi être substantiels. Un complexe hydroélectrique comme celui bâti sur la Grande-Rivière génère un débit d'eau douce dans la Baie James qui demeure approximativement constant sur les les douze mois de l'année, atteignant parfois même un pic en hiver, plutôt que le pic printannier et creux automnal et hivernal qui caractérisaient la rivière avant la construction des barrages. Cet important débit d'eau non-salée en automne et hiver affecte la formation de la glace dans la Baie James et même dans le sud de la Baie d'Hudson, ce qui a un impact important sur ces écosystèmes subarctiques et arctiques. Un réservoir couvrant plusieurs milliers de kilomètres carrés, comme celui de LG-2, peut même avoir un impact climatique local, particulièrement au niveau des précipitations, en raison de la plus grande évaporation qu'il génère.

Au delà de l'environnement, de la biodiversité, ou de l'esthétique des milieux naturels, de manière plus générale la disparition d'une rivière peut avoir des impacts sociaux énormes sur les populations humaines locales, qui typiquement ne consomment qu'une infime fraction de l'énergie hydroélectrique produite. Ce genre d'impacts représente un "coût" pratiquement impossible à chiffrer réalistement dans le cadre des analyses économiques et environnementales effectuées dans la planification de grands projets hydroélectriques.

### 6.4 L'énergie marémotrice

L'écoulement périodique de l'eau propulsé par la marée lunaire est utilisé depuis des dizaines de milliers de lunes pour produire un travail mécanique. L'idée est très simple et facile à appliquer aux petites échelles: on laisse la marée montante remplir un réservoir (naturel ou artificiel), on ferme les vannes à marée haute, et à marée descendante on utilise l'écoulement de l'eau du réservoir pour activer une turbine (ou roue à aubes). La Figure 6.8 en montre un joli exemple historique datant de en 1633, mais les plus anciens connus et bien documentés se retrouvent sur les rives de la Tamise, et remontent à l'occupation de l'Angleterre par Astérix et Obélix.



Figure 6.8: Le moulin à marée du Birlot, sur l'ile de Bréhat (Bretagne, France). Construit entre 1633 et 1638, il est demeuré en opération comme moulin à farine jusque'en 1920, ensuite abandonné, puis restaurée en 1994. Source: fr.wikipedia.org/wiki/Moulin\_à\_marée\_du\_Birlot.

De nos jours l'intérêt est surtout pour la production d'électricité, l'énergie marémotrice n'étant finalement qu'une autre forme de production hydroélectrique. Un avantage certain est que les marées sont d'une régularité astronomique, et n'arrêtent jamais. En fait de prédictivité de la puissance produite, on ne peut faire guère mieux. L'équation (6.32) est toujours valide ici; la puissance disponible est donnée par le produit du débit volumique et de l'énergie cinétique par unité de volume:

$$P = Q \times \left(\frac{1}{2}\rho u^2\right) , \qquad [W] . \tag{6.46}$$

L'écoulement dû aux marées varie périodiquement, avec période de P = 12 heures entre deux marées hautes successives. Cette variation est sinusoidale en bonne première approximation, donc pour un débit maximal  $Q_0$  aux phases  $\pi/4$ ,  $3\pi/4$ , etc de l'orbite journalière apparente de la lune, le débit moyen sur un cycle de marée de P = 12 heures est donc égal à

$$\langle Q \rangle = \frac{Q_0}{P} \int_0^P \sin\left(\frac{2\pi t}{P}\right) dt = \frac{2}{\pi} Q_0 . \qquad (6.47)$$

Des variations significatives sont produites par la topographie des baies et estuaires; les bassins orientés dans la direction E-W et s'étirant sur une grande distance dans cette même direction offrent les conditions optimales pour des marées de grande amplitude.

Un des sites les plus prometteurs sur la planète, combinant des vitesses d'écoulement de plusieurs mètres par seconde à un très fort débit, est la Baie de Fundy, séparant le sud du Nouveau-Brunswick de la Nouvelle-Écosse. Un site particulier est présentement favorisé et est utilisé pour le développemnt de diverses options technologiques: Le Detroit des Mines<sup>5</sup>, tout au fond de la Baie de Fundy, coté Nouvelle-Écosse. Ce détroit encaissé, large de  $\simeq 5 \text{ km}$ , forme un goulot d'étranglement vers la Baie des Mines, d'une superficie de  $\simeq 1000 \text{ km}^2$ . À mi-chemin entre les marées hautes et basses, l'eau de mer s'y écoule à  $u \simeq 5.5 \text{ m s}^{-1}$  en surface, avec un débit volumique de  $Q = 4 \text{ km}^3$  par heure, soit  $\simeq 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ . De la marée basse à la marée haute,  $14 \times 10^{12} \text{ kg}$  d'eau de mer entre dans le Bassin des Mines en traversant le détroit des Mines, un poids suffisant pour produire une déformation de la croûte terrestre mesurable séismiquement. Quand la marée montante remplit le bassin des Mines, la Nouvelle-Écosse s'incline littéralement vers le Nord!

### 6.4.1 Couche limite turbulente

A marée basse, la profondeur de la Baie des Mines ne dépasse pas 25m, avec une profondeur moyenne de 14.5 m, à laquelle vient s'ajouter un 16m supplémentaire au pic de la marée haute. Pour des dimensions horizontales de l'ordre de quelques dizaines de kilomètres, l'écoulement de l'eau sur le fond marin s'apparente ainsi à l'écoulement d'une couche "mince" de fluide, dans lequel cas on s'attend à ce que l'interaction avec le fond affecte la couche fluide sur toute son épaisseur. Utilisant cette profondeur moyenne comme longueur caractéristique et  $u \sim 5 \text{ m s}^{-1}$ , on arrive à un Nombre de Reynolds  $\simeq 10^7$ , ce qui suggère que l'interaction de l'écoulement avec le fond produira une turbulence bien développée. Pour une mince couche de fluide, le profil vertical de la vitesse moyenne horizontale correspond â celui d'une **couche limite turbulente**, dont la théorie a été développée originellement par Ludwig Prandtl et Theodore von Kármán en contexte aérodynamique<sup>6</sup>. Si la profondeur du bassin varie sur des longueurs caractéristiques beaucoup plus grandes que l'épaisseur de la couche fluide, alors ce profil est bien décrit l'équation différentielle

$$\frac{\partial u_x}{\partial z} = \frac{u_*}{k z} , \qquad (6.48)$$

où  $k \simeq 0.4$  est la constante de von Kármán, z = 0 correspond au fond, et  $u_*$  est une vitesse horizontale caractéristique dans la couche limite turbulente, estimable par analyse dimensionnelle:

$$u_* = \sqrt{\frac{s_x}{\rho}} \sim \sqrt{\frac{\nu_T}{H}} , \qquad (6.49)$$

où  $s_x$  est la grandeur du stress de cisaillement vertical (voir éq. (5.94), H l'épaisseur de la couche de fluide, et  $\nu_T$  un coefficient de viscosité turbulente. L'équation (6.48) s'intègre facilement:

$$u(z) = \frac{u_*}{k} \log z + B , \qquad (6.50)$$

 $<sup>^{5}</sup>$ Son nom Acadien, qui a été anglicisé à "Minas" depuis la déportation de 1755–1763, mais je m'en tiens à l'original dans ce qui suit; tout comme Google Earth, à ma grande surprise d'ailleurs.

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup>Théorie évidemment couverte en PHY-3140 Hydrodynamique!

où B est une constante d'intégration. Si on pose  $u = u_0$  à z = H, on obtient

$$u(z) = u_0 + \frac{u_*}{k} \log\left(\frac{z}{H}\right) , \qquad z > 0 .$$
 (6.51)

Le point important ici est que pour  $0 < z \leq H$ , u est maximal en surface<sup>7</sup>. Ceci motive donc le design de turbines marémotrices opérant en surface, plutôt que dans le style d'une éolienne sous-marine ancrée au fond marin.

### 6.4.2 Turbines marémotrices

La Figure 6.9 montre deux designs de turbines marémotrices de surface présentement en développement pour usage dans le détroit des Mines de la Baie de Fundy. Les designs testés font face à plusieurs défis techniques, incluant en particulier:

- Le maintien en place de la turbine;
- Le renversement de la direction de l'écoulement tous les 12 heures;
- La stabilité en présence de vagues et/ou vents fort;
- La connexion électrique par câbles sous-marins aux réseaux de distribution terrestres.

Malgré ces défis, le potentiel hydroélectrique demeure substantiel. L'équation (6.46) nous informe qu'un mètre cube d'eau de surface se déplaçant à 5.5 m s<sup>-1</sup> transporte un flux énergétique de 15kW. Pour le débit Q cité précédemment pour la Baie des Mines, on parle donc d'une puissance potentielle maximale de  $P = 15 \text{ kW m}^{-3} \times 10^6 \text{ m}^3 = 15000 \text{ MW}$  au pic, et  $\simeq 7500 \text{ MW}$  moyenné sur un cycle de marée. Il est évidemment impossible en pratique d'harnacher tout ce débit, mais les projets présentement en développement visent à produire 300MW. Voir l'intéressant site web cité en bibliographie pour plus de détails.

### 6.4.3 Impacts biosphériques

Certains impacts biosphériques de l'hydroélectricité marémotrice sont assez évident. Les poissons, et en particulier les mammifères marins qui passent beaucoup de temps près de la surface, ressortiraient en mauvais état d'un passage dans une turbines marémotrice (viz. la Fig. 6.9!).

Il est avantageux d'installer les turbines marémotrices dans des sites de faibles profondeur, pour assurer une vitesse d'écoulement de surface qui soit la plus grande possible. En conséquence, les trainées turbulentes en aval des turbines peuvent produire un fort brassage du fond marin, avec des conséquence majeures pour la faune et flore benthique, et une augmentation significative de la charge en sédiments. Ces impacts biosphériques sont aussi à l'étude dans le cadre du projet de la Baie des Mines.

### 6.5 Énergie solaire

On a déjà vu (§4.2) qu'à l'orbite d ela Terre  $L_{\odot} \equiv 173495 \,\mathrm{TW}$ !!

#### 6.5.1 Utilisation passive

Miroirs parabolique pour chauffer huile/eau pour propulser turbines thermiques

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup>Les plus attentif.ve.s auront remarqué que (6.51) diverge dans la limite  $z \to 0$ , i.e., quand on approche du fond, là où pourtant on devrait avoir  $u \to 0$ . Mathématiquement, ceci résulte directement de la présence de z au dénominateur du membre de droite de (6.48). Physiquement, on se débarasse de cette divergence en "collant" une couche limite purement visqueuse (revoir la §5.2.7 au besoin) entre le fond et la base de la couche limite turbulente, afin d'assurer u = 0 au fond; la procédure est décrite en détail... en oui, en PHY-3140 Hydrodynamique, yéé...