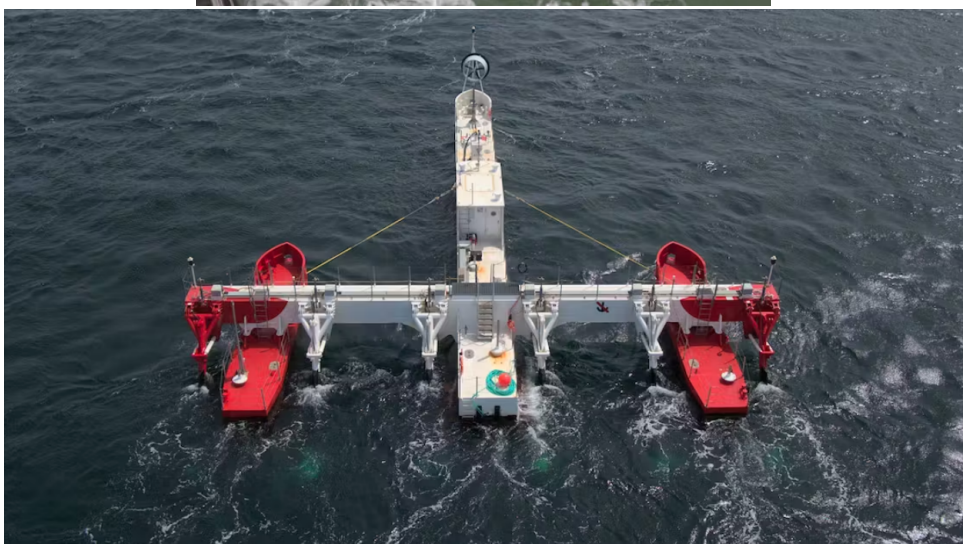

Figure 6.9: Deux designs de turbines marémotrices de surface présentement en phase de développement/test dans la Baie de Fundy. Celle du haut est une turbine monolithique, d'un diamètre de $\simeq 15$ mètre; cette du bas est composée de six hélices individuelles à trois pales, genre éolienne la tête en bas. Source: `https://fundyforce.ca/`.

6.5 Énergie solaire

On a déjà vu (§4.2) qu'à l'orbite de la Terre, l'intégrale de l'irradiance sur la surface d'interception $\pi R_\oplus^2$ donne un flux énergétique total de $\equiv 1.735 \times 10^{14}$ W, soit 173500000 MW !! Même si on prend en compte l'albédo et l'absorption atmosphérique, celà demeure un flux d'énergie absolument gargantuesque.

L'utilisation passive de l'irradiance solaire pour le chauffage des bâtiments (et des serres) remonte loin dans l'histoire de l'humanité. Il est aussi possible d'utiliser des miroirs paraboliques pour concentrer spatialement l'irradiance solaire, au point de pouvoir vaporiser l'eau pour propulser les turbines d'une centrale thermique, mais à l'heure actuelle les puissances électriques produites demeurent très modestes.

Actuellement, la grande a majorité de la production d'électricité via l'irradiance solaire est basée sur l'**effet photovoltaique**. On se penchera donc d'abord sur la physique sous-jacente au photovoltaisme, pour ensuite considérer l'efficacité et les impacts biosphériques de ce mode de production d'énergie[8].

6.5.1 Les semiconducteurs

Dans une substance électriquement conductrice, la proximité des atomes conduit à un chevauchement des fonctions d'ondes associées aux diverses orbitales électroniques, ce qui permet aux électrons de valence de se déplacer plus ou moins librement dans le réseau cristallin. Dans un **semiconducteur**, la situation devient plus complexe.

Considérons par exemple un "cristal" de silicium pur. Les atomes de silicium (4 électrons de valence dans le niveau $n = 3$) se regroupent en configuration tétrahédrique, avec deux liens covalents entre chaque Si. La Figure 6.10A illustre (schématiquement) le diagramme de niveaux/bandes d'énergie d'une telle configuration. Le chevauchement des niveau électroniques des atomes individuels conduit à l'apparition d'une **bande de valence**, où tous les électrons sont assignés aux liens covalents, et une **bande de conduction**, dans laquelle un électron libre suffisamment énergétique peut se déplacer sans être recapturé par un Si déficitaire en électron. Ces deux bandes sont séparées par une bande énergétique interdite, le "gap", dans laquelle un électron ne peut résider. Pour un cristal de silicium pur, la largeur de cette bande est de $E_g = 1.12\,\mathrm{eV}$[9].

À température $T = 0$, tous les électrons de tous les atomes de Si sont dans la bande de valence, et la bande de conduction est vide. À température finie $T > 0$ cependant, la probabilité de trouver un électron à énergie E est donnée par la distribution de Fermi:

$$f(E) = \frac{1}{\exp\left[(E-\mu)/kT\right] + 1} \ , \tag{6.52}$$

où μ est l'énergie de Fermi, correspondant à une probabilité d'occupation de 1/2. Dans le silicium pur, μ se retrouve dans la bande interdite. À TPN, $kT \simeq 0.025\,\mathrm{eV} \ll E_g$, et on peut donc approximer (6.52) par:

$$f(E) \simeq \exp\left[-\frac{(E-\mu)}{kT}\right] \ , \tag{6.53}$$

soit la *queue de Boltzmann* de la distribution de Fermi. Si la base de la bande de conduction est à $E - \mu = E_g/2$ (disons), la probabilité qu'un électron se retrouve dans la bande de conduction est donc $(E_c) \simeq 10^{-10}$, ce qui est très petit; à TPN, un cristal de Si compte $\simeq 1.5 \times 10^{16}$ électrons par mètre cube.

Imaginons maintenant remplacer un atome de Si par un autre métalloide comme As ou Sb (1 colonne à droite de Si dans le tableau périodique), donc avec 5 électrons de valence plutôt que

[8] Cette section suit de vraiment très près la section 5.1.3 de l'ouvrage de Boeker & van Grondelle cité en bibliographie du chapitre 1.

[9] L'**électron-Volt** (abbrévié "eV" et $\equiv 1.60218 \times 10^{-19}$ J) est l'unité énergétique de prédilection en physique atomique. C'est littéralement l'énergie potentielle électrostatique d'un électron sujet à une différence de potentiel de 1 Volt.

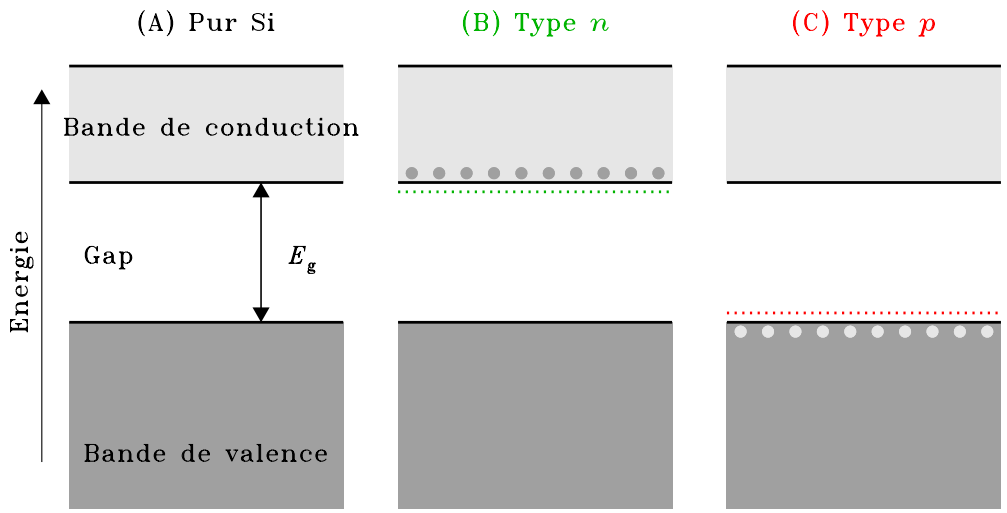

Figure 6.10: Diagrammes énergétique des bandes électroniques de (A) un cristal de silicium pur, et du silicium contenant (B) des impurités ayant un excès d'électrons de valence par rapport au Si (type-n), et (C) un déficit d'électrons de valence d'électrons (type-p).

4. L'électron surnuméraire, très peu lié au cristal, se retrouvera à un niveau d'énergie situé dans la bande interdite du Si pur, très près ($\simeq$ 0.02–0.04 eV, typiquement) de la base de la bande de conduction (niveau pointillé vert sur la Fig. 6.10B). Une énergie thermique $kT \simeq 0.025$ eV pourra ainsi exciter une grande fraction de ces électrons dans la bande de conduction (points gris). Dans le jargon du domaine, on parle ici d'un **semiconducteur de type-n**.

A l'inverse, si on remplace un Si par un atome n'ayant que trois électrons de valence, comme Al ou Ga (1 colonne à gauche de Si dans le tableau périodique), alors on se retrouve avec un **trou**, qu'on peut traiter comme une charge positive puisque d'autres électrons peuvent combler le trou, mais ce faisant en génèrent un autre à leur position antérieure. Un trou peut ainsi être traité comme une charge positive se déplaçant dans le cristal de Si. Comme ces trous (poijts gris pâle sur la Fig. 6.10C) sont aussi très faiblement liés au cristal de Si, on leur associe un niveau d'énergie (pointillé rouge) légèrement supérieur au haut de la bande de valence. On parle ici d'un **semiconducteur de type-p**.

On produit donc ces superconducteurs à partir de silicium le plus pur possible (rapport impuretés:silicium 1 : 10^9). On contamine ensuite délibérément le cristal avec des impuretés (atomes spécifiques), à soit 3 ou 5 électron de valence, dépendant de type de semiconducteur désiré. Dans les semiconducteurs de type$-n$, on peut ainsi ajouter $\simeq 10^{25}\,\mathrm{m}^{-3}$ électrons dans la bande de conduction, soit beaucoup plus que les $\sim 10^{16}$ associés à la queue de Boltzmann à TPN. Dans un semiconducteur de type$-p$, on peut atteindre une densité de trous $\simeq 10^{22}\,\mathrm{m}^{-3}$, soit encore beaucoup plus que les électrons thermiques dans la bande de conduction.

6.5.2 La jonction np

Considérons maintenant ce qui se passe si on mets en contact un semiconducteur de type-n et un de type-p, comme sur le diagramme de gauche de la Fig. 6.11. Le semiconducteur-n contient une grande quantité d'électrons dans la bande de conduction, et donc libres de se déplacer dans le cristal de Si; de même, le semiconducteur-p contient un grand nombre de trous dans sa bande de valence, également libres de se déplacer. Par simple diffusion, des électrons de conduction dans le premier peuvent vont traverser l'interface (la **jonction**) et remplir les trous du second, et vice-versa, tel qu'indiqué en bleu entre (A) et (B). Il s'agit ici d'un processus de diffusion:

on a une grande concentration d'électrons d'un coté de la jonction, et zéro de l'autre, donc les collisons dues au mouvement thermique produiront un flux net d'électron $n \to p$; et la même chose pour les trous, qui diffuseront de $p \to n$, dans les deux cas, ceci correspond à un **courant de diffusion** (J_0) dirigé ici de p vers n.

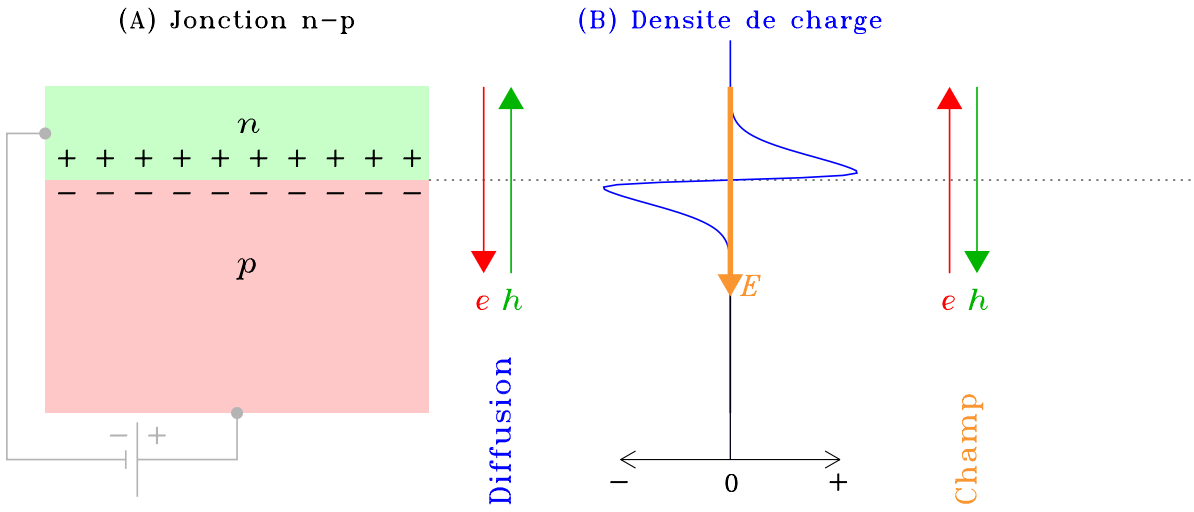

Figure 6.11: (A) Une jonction $n-p$, soit une interface (conductrice) entre un superconducteur de type n (en vert) et un de type-p (en rouge). La diffusion des électrons et trous à travers la jonction conduit à l'apparition d'une densité de charge de signe opposé de chaque coté de la jonction, produisant un champ électrique (orange) pointant de n vers p (voir texte).

Le flux diffusif des électrons et trous à travers la jonction et leur recombinaison subséquente laisse donc, près de l'interface, une densité charge (Fig. 6.11B) positive nette dans le cristal de type-n, et négative dans celui de type-p (en (B)). Ceci génère un champ électrique pointant ici vers le bas, de n vers p (en orange), donc une différence de potentiel $\Delta\varphi$ à travers la jonction, qui à son tour produira un courant d'électrons et trou (densité de courant J_E) dans le sens opposé au courant de diffusion. Ce courant perdurera jusqu'à ce que l'énergie potentielle électrostatique $e\Delta\varphi$ devienne comparable à l'énergie thermique ($\simeq kT$) propulsant la diffusion. On atteint donc un état d'équilibre, où les deux courants ($\pm J_0$) s'annullent. À ce stade seuls les électrons/trous ayant des énergies $\gtrsim kT$, soit ceux dans la queue de Boltzmann, pourront encore contribuer au courant de diffusion résiduel (densité J_0, en Amp m^{-2}) dans cet état d'équilibre; on s'attend donc à ce que

$$J_0 \simeq \exp(-e\Delta\varphi/kT) \ . \tag{6.54}$$

Maintenant, imaginons appliquer une différence de potentiel V à travers la jonction, tel qu'indiqué en gris sur la Fig. 6.11A, soit opposé à la différence de potentiel $\Delta\varphi$ produite par le courant de diffusion. Comme le courant propulsé par le champ électrique demeure à sa valeur d'équilibre $-J_0$ Le courant total devient alors

$$\begin{aligned} J &= \exp[-e(\Delta\varphi - V)/kT] - J_0 \ , \\ &= \exp[-e\Delta\varphi/kT]\exp[eV/kT] - J_0 \ , \\ &= J_0\left(\exp[eV/kT] - 1\right) \ . \end{aligned} \tag{6.55}$$

6.5.3 L'effet photovoltaiquelabelssec:photovolt

L'idée de la cellule photovoltaique est de déposer une mince couche ($h \sim 1\,\mu$m) de semiconducteur de type$-n$ sur une couche plus épaisse ($h \sim 100\mu$m) d'un semiconducteur de type$-p$

(voir Figure 6.11). La couche supérieure doit être suffisamment mince et translucide pour qu'un photon incident sur le haut de la couche puisse atteindre la jonction np entre les deux couches semiconductrices. Les photons incidents ayant $h\nu \geq E_g$ excitent des électrons de valence vers la bande de conduction, produisant aussi un trou dans le semiconducteur-n. Sous l'influence du champ électrique d'équilibre, l'électron demeurera dans le superconducteur-n, mais le trou sera entrainé à travers la jonction dans le semiconducteur-p, soit dans la direction contraire au courant de diffusion. À ce transport de charges à travers la jonction correspond une densité de courant électrique $-J_S$, qui bâtira une différence de potentiel V entre les deux semi-conducteurs. Mathématiquement, c'est la même différence de potentiel que produirait la batterie sur la Figure 6.11A, sauf que maintenant c'est le transport de charges par la densité de courant J_S produite par l'absorption des photons qui *cause* la différence de potentiel V. Le courant total, donné auparavant par l'éq. (6.55), prend maintenant la forme:

$$J = J_0 \left(\exp(eV/kT) - 1\right) - J_S \ . \tag{6.56}$$

La production d'une paire électron-trou par un photon solaire d'origine solaire produit donc à la fois un courant à travers la jonction *et* une différence de potentiel entre les deux semiconducteurs.

Il s'agit maintenant de calculer ce fameux courant J_S; on supposera que chaque photon dans le spectre solaire ayant une énergie plus grande que la largeur E_g de la bande interdite (voir Fig. 6.10) produit une paire électron-trou à la jonction, et que cette paire contribue instantanément au courant J_S traversant la jonction. Un petit exercice en fin de chapitre vous conduit à calculer la densité de courant correspondante comme étant $J_S = 400\,\mathrm{A\ m^{-1}}$ pour une irradiance au sol $S = 1000\,\mathrm{W\ m^{-2}}$.

La Figure 6.12A porte en graphique la relation voltage-courant décrite par l'éq. (6.56), pour $eV = 0.025\,\mathrm{eV}$ et $J_S = 400\,\mathrm{Amp\ m^{-2}}$; tant que $eV \ll kT$, le courant est dominé par J_S, mais la forme exponentielle dans (6.56) croit rapidement une fois que $eV \sim kT$, conduisant à une chute rapide du courant. Il est facile de montrer, à partir de (6.56), que le courant net J sera nul lorsque le voltage atteint une valeur

$$V_c = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{J_s}{J_0} + 1\right) . \tag{6.57}$$

La puissance électrique (en $\mathrm{W\ m^{-2}}$) produite à la jonction est donnée simplement par le produit $V \times J$, effectivement l'aire du rectangle gris sur la Figure 6.12A. La puissance produite chute à zéro dans les deux limites $V \to 0$ et $V \to V_c$, atteignant donc un pic quelque part entre les deux. L'efficacité de la cellule (η), équivalente au coefficient de performance introduit précédemment, est donnée par le rapport entre la puissance électrique produite et la puissance radiative incidente:

$$\eta = \frac{V\,J}{S} \ , \qquad [\equiv \mathrm{COP}] \ . \tag{6.58}$$

Ceci est porté en graphique sur la Figure 6.12B, toujours pour une irradiance solaire au sol de $S = 1000\,\mathrm{W\ m^{-2}}$. Pour les paramètres considérés ici ($kT = 0.025\,\mathrm{eV}$ et $J_S = -400\,\mathrm{A\ m^{-2}}$), l'efficacité est maximale à un voltage de 0.5 V, pour une production de 190 $\mathrm{W\ m^{-2}}$, et donc $\eta \simeq 0.19$. Le spectre solaire est en fait plus piqué aux courtes longueurs d'onde du visible que ne l'est un corps noir à 5770K (voir Fig. 4.1), ce qui fait qu'une cellule photovoltaique au Si, comme considérée ici, peut en fait atteindre une efficacité $\eta \simeq 0.25$ en conditions optimales; mais moins, évidemment, pour une irradiance au sol plus faible.

6.5.4 Les panneaux solaires

Avec une production électrique de $\sim 200\,\mathrm{W\ m^{-2}}$ en conditions optimales pour notre cellule photovoltaique au silicium, il est clair qu'une très grande surface collectrice, de l'ordre de quelques kilomètres carrés, est nécessaire pour atteindre des puissances comparables aux centrales thermiques ou hydroélectriques de tailles moyennes, ou même à une ferme de turbines éoliennes. La

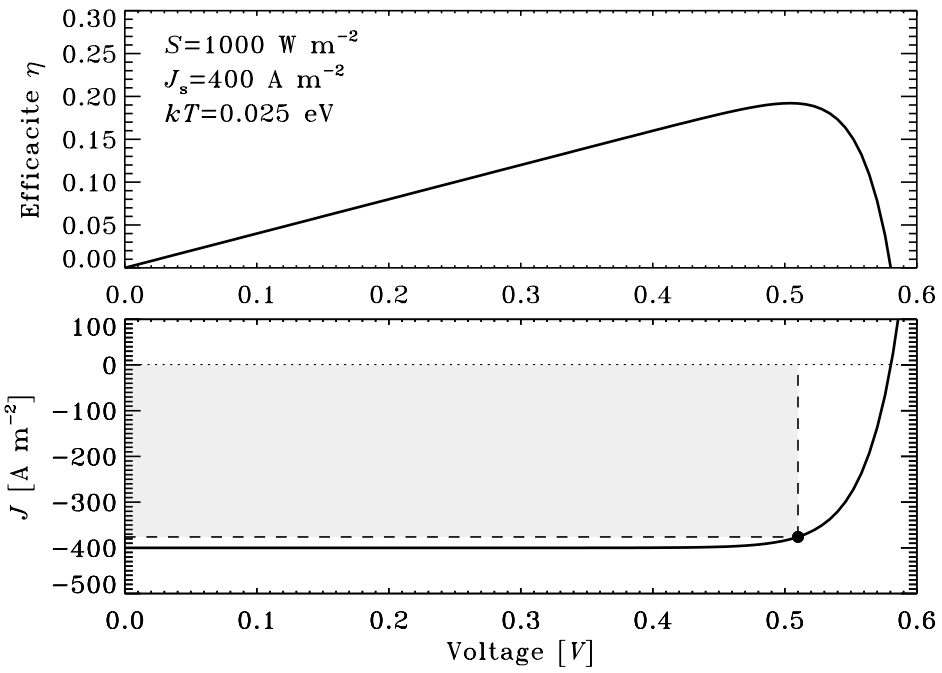

Figure 6.12: Une cellule photovoltaique au silicium "typique". En (A), l'efficacité de conversion de l'irradiance solaire incidente en puissance électrique (voir éq. (6.58); en (B), la courbe V–J à $kT = 0.025$eV, telle que produite via l'éq. (6.56) avec $J_s = -400\,\mathrm{A\ m^{-2}}$. Pour un point donné le long de cette courbe, l'efficacité de conversion correspond à l'aire du rectangle gris.

Figure 6.13 montre une vue aérienne (image du haut) d'un site de production d'électricité par panneaux solaires, essentiellement des assemblages en série de cellules photovoltaiques. Avec une surface collectrice totale de quelques kilomètres carrés, et la nécessité d'espacer les rangés de panneaux pour permettre la circulation des véhicules pour entretien, la surface totale couverte par le site est de plusieurs kilomètres carrés. Comme il est plus facile d'installer ces sites en terrains plats, ils sont parfois perçus comme faisant compétition aux utilisations agricoles de ces mêmes terres. Cependant est possible de conserver un usage agricole au site, utilisant l'espace comme pâturage (image du bas) où même pour la culture maraichère. Dans certains environnements très ensoleillé et chauds, en mi-journée l'ombre offerte par les panneaux solaires peut être bénéfique aux animaux et/ou végétaux!

Un impacts biosphérique indirect mais important de la production photovoltaique d'électricité est la production des cellules photovoltaique même, donc les semiconducteurs requiert des min eraux parfois rares, donc une exploitation minière qui (trop) souvent peut être tr'es dommageable pour l'environnement.

6.5.5 Bioénergie et photosynthèse artificielle

Ça sera pour l'année prochaine...

6.6 Énergie renouvelable versus non-renouvelable

Les diverses formes de production d'électricité considérées jusqu'ici puisent dans des sources d'énergie dites **renouvelables**. À l'exception de l'énergie marémotrice, qui ultimement puise dans l'énergie orbitale de la Lune, autant l'hydroélectricité classique que l'énergie éolienne puisent dans l'irradiance solaire; c'est en effet cette irradiance qui cause l'évaporation qui,

Figure 6.13: En haut: un site de production électrique via panneaux solaires près de Drumheller (Alberta). La perte de terres cultivables peut être évitée en conservant un espacement cultivable entre les rangées de panneaux, et même, dans certains environnements chauds, utiliser l'ombre des panneaux pour protéger les végétaux (ou animaux) du soleil de midi; par exemple en bas: site "agrovoltaique" près de Ithaca (NY, É.-U.). Source: `cbc.ca/news/science/solar-farms-1.7025482`.

suite à transport par les vents, précipitation, ruissellement, finit par remplir les réservoirs des barrages. De même, l'inhomogénéité de cette irradiance en fonction de la latitude et des propriétés surfaciques, est le moteur primaire des vents atmosphériques.

6.6.1 Combustibles fossiles

Les sources d'énergie non-renouvelables sont le plus souvent utilisées pour la production de chaleur par combustion (ou fission nucléaire), chaleur ensuite convertie en énergie mécanique, utilisée autant pour la production d'électricité dans les centrales thermiques (revoir 5.6.2) que pour les autres usages (chauffage domestique, transport, etc.). Comme le compile le Tableau 6.1, les contenus énergétiques des combustibles varient de 15 MJ/kg pour le bois, à 48 MJ/kg pour l'essence et autres distillats raffinés du pétrole. Le contenu énergétique d'un mètre cube de gaz naturel ($\simeq 1\,\mathrm{kg}$ à TPN) est comparable à celui d'un litre de pétrole non-raffiné. Les

Table 6.1: Contenus énergétique de divers combustibles

Substance	Contenu énergétique [10^6 J kg^{-1}]
Essence	48
Pétrole	43
Gras animal	38
Charbon	29.3
Charbon de bois	29
Bois	15
Gaz Naturel	39×10^6 J m^{-3} (TPN)

Source: Harte

combustible biomassiques non-fossiles se classent aussi assez bien, le contenu énergétique du gras animal dépassant celui du charbon et approchant celui du pétrole non-raffiné, et celui du bois atteignant 50% du charbon.

Comme on peut le constater au Tableau 6.2), la production mondiale d'énergie par l'humanité demeure aujourd'hui dominée par les énergies non-renouvelables. Exception faite de la fission nucléaire, on parle ici de **combustibles fossiles**: pétrole, gaz naturel, et charbon, le résultat collectif d'un demi-milliard d'années de décomposition de matières organiques. La biomasse (bois, bouses de bétail, etc.) demeure un source majeure d'énergie dans les pays industriellement moins développés. Les réserves en énergie non-renouvelable sont dominées, de loin, par par le charbon.

La dernière ligne du Tableau 6.2 correspond au contenu énergétique du Deuterium et Lithium présents dans l'eau de mer qui pourrait être extrait par fusion nucléaire; on comprend immédiatement pourquoi cette source d'énergie est vue comme la panacée miraculeuse qui pourrait régler tous nos problèmes de production énergétique!

;timescale: ;Forêt pousse en 50 ans; potentiellement renouvelable. Les

Le Tableau 6.2 compile la *production* énergétique; plusieurs pays (dont la Canada) produisent plus dénergie qu'ils en utilisent. C'est le cas du Canada, qui exporte l'électricité d'origine hydroélectrique ainsi que le pétrole. La *consommation* énergétique est une autre histoire, que vous aurez l'occasion d'explorer en TP. Mentionnons simplement qu'en 2021, le Canada se plaçait en septième place dans la liste des plus grands consommateurs (317820 MJ/année/habitant, soit 10.1kW/habitant), nez-à-nez avec Gibraltar (!), et pire que les É.-U. (9e place); en tête de file, on retrouve des pays comme le Qatar (1), l'Islande (2), Trinidad and Tobago (3 !!), et les Émirats Arabes Unis (4). Le site web de l'International Energy Agency (voir bibliographie en fin de chapitre) est une véritable mine d'or pour ce genre de statistiques.

Table 6.2: Réserves et production énergétique mondiales (2021)

Substance	Réserves [10^{21} J]	Prod. mondiale [10^{18} J yr^{-1}]	Canada [10^{18} J yr^{-1}]
Pétrole	10	182	4.12
Gas Naturel	10	146	5.06
Charbon	50	168	0.29
Uranium	20	30.6	0.95
Solaire+éolien	N/A	16.8	0.16
Hydroélectricité	N/A	15.5	1.44
Biomasse	N/A	58.5	0.52
D+Li (eau de mer)	10^{10}	0	0

Source: `iea.org/world`

6.6.2 Centrales thermiques, bis

On a vu à la §5.6.2 que les centrales thermiques puissent thermodynamiquement dans la différences entre deux bains de chaleur pour effectuer un travail mécanique (i.e., faire tourner une turbine). L'efficacité de ce processus est fondamentalement limitée par les Lois de la thermodynamique: pour une machine thermique opérant via le transfert de chaleur d'un bain thermique de température T_2 vers un bain thermique à T_1 ($< T_2$), l'efficacité est donné par:

$$\eta \equiv \frac{W}{Q_2} = \left(1 - \frac{T_1}{T_2}\right) , \qquad [\equiv \mathrm{COP}] . \tag{6.59}$$

Pour maximiser l'efficacité, il s'agit donc de minimiser le rapport T_1/T_2. La température T_1 est au mieux égale à celle du réservoir environnemental auquel on transfère l'excès de chaleur, soit de l'ordre de $\simeq 300\,\mathrm{K}$. En principe on peut opérer une centrale thermique à un très haut T_2, tant qu'on n'approche pas trop du point de fusion des alliages utilisés dans les tuyaux des systèmes de refroidissement, pales des turbines, etc. Le point de fusion de l'acier varie entre 1205 et 1370°C, dépendant de l'alliage. Les centrales thermiques dépassent rarement $T_2 = 800°\mathrm{C}$, certains types de réacteurs nucléaires atteignant $T_2 \simeq 950°\mathrm{C}$. Même un tel système, utilisant l'eau de mer profonde pour son refroidissement (donc $T_1 \sim 275°$), n'atteint qu'une efficacité maximale théorique de $\eta = 0.71$, et en pratique rarement plus que $\eta \simeq 0.5$; et pour la majorité des centrales thermiques utilisant les combustibles fossiles, on dépasse rarement $\eta \simeq 0.4$.

Pour produire 1000MW d'électricité dans une centrale themique opérant à efficacité $\eta = 0.4$, on doit générer $1000\mathrm{MW}/\eta = 2500\,\mathrm{MW}$ en chaleur. À partir des donnés du Tableau 6.1, on peut calculer qu'il faut alors brûler, chaque seconde, soit 85 kg de charbon, 58 litres de mazout, ou 64 m^3 de gaz naturel.

6.6.3 Impacts biosphériques

Typiquement, une réaction de combustion (dans le jargon: une réaction chimique exothermique) va extraire un atome de carbone du combustible, et le combiner avec de l'oxygène pour produire une molécule de CO_2. Dans le cas de la combustion des hydrocarbures en présence d'oxygène moléculaire, une ou plusieurs molécules de H_2O sont aussi produites. La combustion du méthate, le plus simple des hydrocarbures, offre un exemple particulièrement simple:

$$\mathrm{CH_4} + 2\mathrm{O_2} \rightarrow \mathrm{CO_2} + 2\mathrm{H_2O} + 891\,\mathrm{kJ/mole\ CH_4} \tag{6.60}$$

Comparez ceci à notre réaction chimique générique pour la photosynthèse (Éq. (3.10) de la §3.4). C'est essentiellement l'inverse!

Excluant la vapeur d'eau, le CO_2 est donc de loin le principal produit de la combustion des carburants fossiles. Autant pour le mazout, le charbon ou le gaz naturel, en mode de combustion optimale, 99% (en masse) ou plus du contenu en carbone des hydrocarbures se retrouve sous la forme de CO_2; la combustion d'un litre d'essence libère 2.3kg en CO_2, et celle d'un litre de diesel en libère 2.7kg. Le CO_2 étant un important gaz à effet de serre, à ce jour l'augmentation de sa concentration atmosphérique ($\simeq 35\%$ entre 1920 et 2020; revoir la Fig. 3.10) continue de propulser le réchauffement global de la planète, et l'acidification des océans.

La combustion des hydrocarbures fossiles émet aussi des quantités significatives d'autres gaz ayant des impacts environnementaux importants, comme le SO_2 (responsable des pluies acides), le N_2O (un gaz à effet de serre), des cendres et autres aérosols, des composés organiques et des métaux lourds. La combustion d'hydrocarbures complexes produit aussi du méthane, un autre puissant gaz à effet de serre. Tout un cocktail! De plus, en cas de combustion incomplète (due, e.g., à un manque de O_2), on peut aussi produire du monoxyde de carbone, un gaz physiologiquement très toxique. Finalement, la combustion du charbon et du pétrole sous ses formes les moins raffinées (mazout, diesel) produit une vaste gamme d'aérosols, dont plusieurs sont biologiquement toxiques.

L'exploitation minière du charbon et les forages pétroliers ont aussi des impacts environnementaux allant d'importants à extrêmes (e.g., l'exploitation des sables bitumineux). Le transport de grandes quantités de pétrole, que ce soit par bateaux ou oléoducs, vient aussi avec son lot de risques de déversements.

6.7 Énergie nucléaire

De nos jours la production délectrité dans des centrales thermiques utilisant l'énergie nucléaire n'est pas vue très positivement, pour un bon nombre de raisons tout à fait légitimes (tel que discuté plus bas). Il n'en demeure pas moins que c'est là un mode de production électrique à zéro émission en CO_2, dont l'utilisation pourrait permettre une transition graduelle vers des sources renouvelables moins problématiques.

Cette section débute par un très bref survol de quelques notions fondamentales en physique nucléaire[10], pour passer ensuite à la physique sous-jacente au fonctionnement des réacteurs nucléaires utilisant l'isotope ^{235}U de l'uranium. L'épineuse gestion des déchets nucléaires est ensuite discutée, pour finir avec un exemple de ce qui peut arriver quand quelque chose foire; plus spécifiquement l'accident nucléaire de Tchernobyl en avril 1986.

6.7.1 Structure et désintégration nucléaires

La radioactivité naturelle a été découverte accidentellement en 1896 par Henri Becquerel (1852-1908), qui remarqua le noircissement d'une plaque photographique par un sel d'uranium (voir Figure 6.14). Le sujet attira rapidement l'attention de ses collègues Pierre Curie (1859–1906) et Marie Sklodowska-Curie (1867-1934), le trio consacrant la décennie suivante à l'étude de ce phénomène, récoltant au passage le Prix Nobel de Physique en 1903.

Les premières études expérimentales systématiques identifièrent trois modes de désintégration, en fonction de la déviation des faisceaux de particules émises par les noyaux radioactifs durant leur passage dans un champ électrique ou magnétique. Ces trois modes sont:

1. Désintégration-α: émission d'un noyau de ^{4}He. Cette désintégration est associée à la force nucléaire forte, et se fait par effet tunnel à travers la barrière de potentiel nucléaire:

$$(A, Z) \quad \rightarrow \quad (A-4, Z-2) + {}^4\text{He} \ , \tag{6.61}$$

[10] On ne remercie jamais assez ses professeurs... J'en profite donc ici pour remercier un trio de profs qui m'ont donné la piqure durable pour la physique nucléaire: Brian Logan (U. Ottawa) au B.Sc., et Paul Taras et Michael Pearson (UdeM) en maitrise.

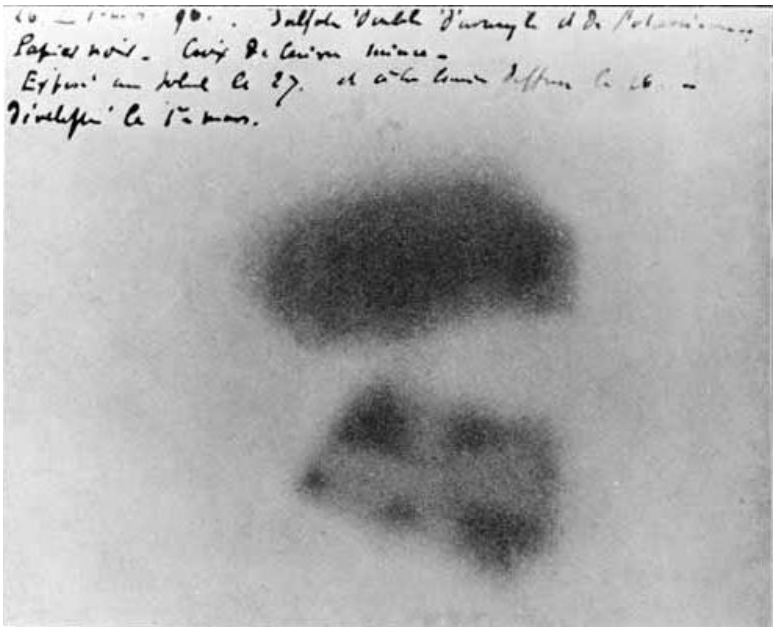

Figure 6.14: Noircissement d'une plaque photographique de Becquerel par deux échantillons de sels d'uranium déposés sur la plaque. Celui du bas avait été déposé sur une croix de Malte métallique ayant protégé partiellement la plaque, produisant une ombre (en négatif) clairement visible ici. Image en domaine public tirée de la page Wikipedia sur Henri Becquerel: `https://en.wikipedia.org/wiki/Henri_Becquerel`.

2. Désintégration-β: il existe trois formes communes de cette désintégration, contrôlée par la force nucléaire faible:

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z+1) + e^- + \bar{\nu} \ , \tag{6.62}$$

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z-1) + e^+ + \nu \ , \tag{6.63}$$

$$(A, Z) + e^- \rightarrow (A, Z-1) + \nu \ , \tag{6.64}$$

   soit, respectivement, l'émission d'un électron, d'un positron, ou encore la capture d'un électron atomique. Ces trois formes de désintégration-β exigent l'émission d'un neutrino ou antineutrino afin de conserver le nombre leptonique.

3. La désintégration-γ, soit l'émission d'un photon très énergétique suite à la désexcitation spontanée d'un noyau s'étant retrouvé dans un état métastable, habituellement suite à une désintégration antérieure de type α ou β:

$$(A, Z)^* \rightarrow (A, Z) + \gamma \ , \tag{6.65}$$

   Le spectre de ces rayons γ nous donne accès à la structure quantique des orbitales nucléaires, tout comme la spectroscopie classique nous renseigne sur la structure des orbitales électroniques dans l'atome.

La Figure 6.15 illustre la répartition des différents isotopes nucléaires connus dans le plan $[Z, N]$, où sur ce diagramme Z est le nombre de protons et N le nombre de neutrons, donc le nombre nucléonique $A = N + Z$. Le mode primaire de désintégration des isotopes instables est indiqué par le code couleur. On notera que les isotopes stables (en noir) contiennent plus de neutrons que de protons, dès que $Z > 12$.

Du point de vue empirique la désintégration nucléaire est simple: quel que soit son mode de désintégration spontanée, un noyau instable donné a une probabilité fixe de se désintégrer,

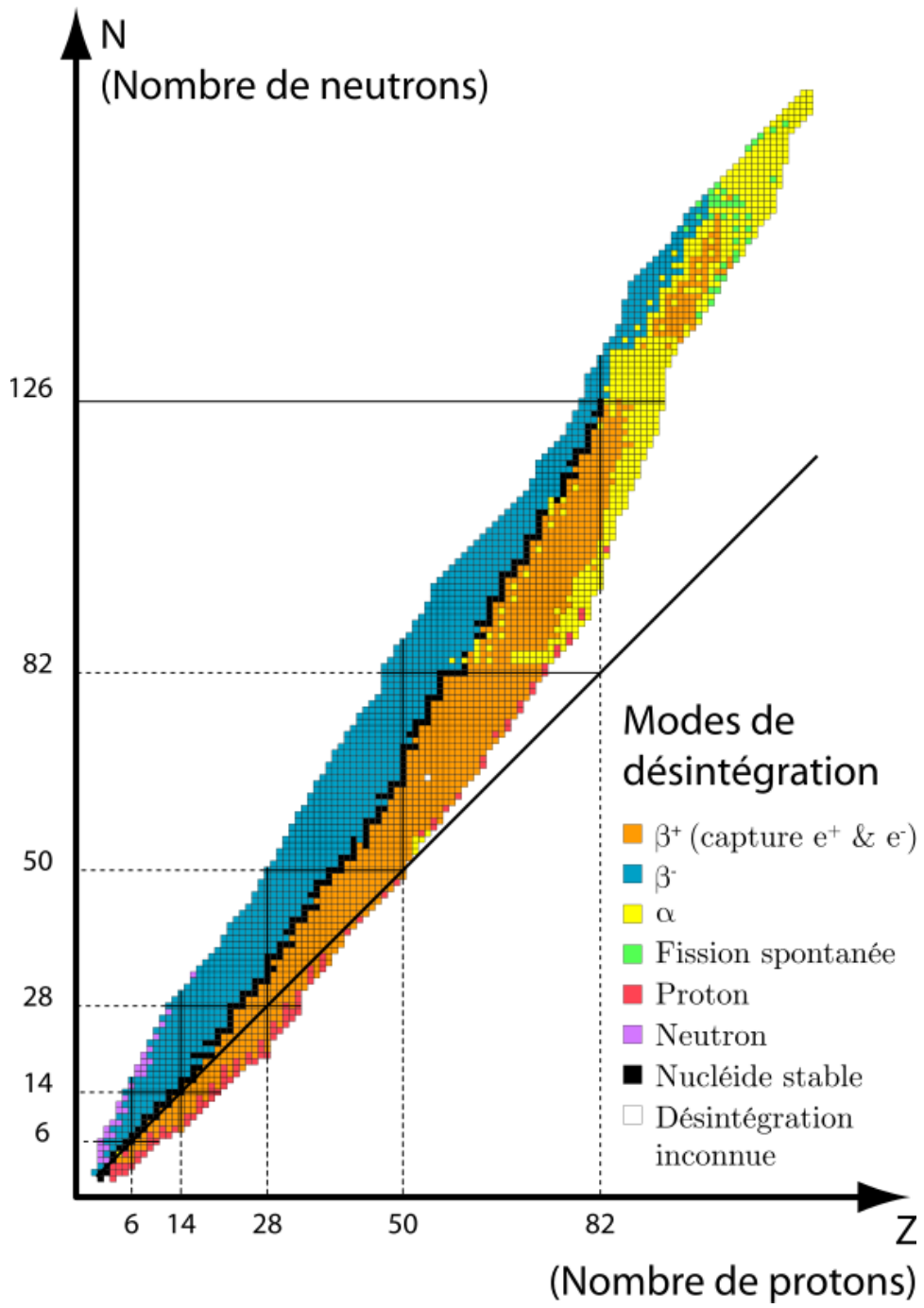

Figure 6.15: Les isotopes nucléaires et leurs modes de désintégration primaire. Ici le mode codé β^- inclut les deux modes $Z \to Z-1$ dans les éqs. (6.62), soit l'émission d'un positron et la capture électronique. Image en domaine public tirée de la page Wikipedia sur la désintégration radioactive: `https://en.wikipedia.org/wiki/Radioactive_decay`.

et cette probabilité est indépendante de la présence d'autres noyaux dans les environs, et des conditions physiques du milieu[11]. Même dans l'environnement extrême d'une explosion supernova, le ^{56}Ni se désintègre au même taux que celui mesuré en laboratoire. Dans le cas d'un seul canal de désintégration, le taux de variations du nombre N de noyaux radioactifs d'un isotope donné est décrit par

$$\frac{\mathrm{d}N(t)}{\mathrm{d}t} = -\lambda N \ , \tag{6.66}$$

où le taux de désintégration λ est inversement proportionnel à la **demie-vie** de l'isotope: $\lambda = \ln(2)/\tau_{1/2}$. C'est Ernest Rutherford (1871-1937) qui a le premier établi expérimentalement l'universalité de cette loi de désintégration, qui conduit à une décroissance exponentielle de la concentration d'un isotope radioactif.

Ces modes de désintégration spontanée résultent de la tendance qu'on les noyaux atomiques à se reconfigurer en un état minimisant leur énergie interne. Tout comme "assembler" un atome demande de remplir successivement ses niveaux d'énergie électroniques, "assembler" un noyau atomique demande de remplir en parallèle deux séquences de niveaux d'énergie, un pour les protons, l'autre pour les neutrons. Comme les premiers sont sujets à répulsion électrostatique mais pas les seconds, l'espacement en énergie des niveaux protoniques est plus grand que celui des niveaux neutroniques. C'est pourquoi, au delà d'une masse atomique $A = 12$, il devient énergétiquement plus avantageux pour un noyau d'être composé d'un nombre plus grand de neutrons que de protons; et donc, sur la Figure 6.15, les isotopes stables (en noir) forment une séquence qui dévie de la diagonale $N = Z$ à mesure que la masse atomique $A = N + Z$ augmente; en cas de trop-plein de protons ou neutrons, les désintégrations α et/ou β ramènent le noyau vers la "courbe" des isotopes stables.

6.7.2 Fission et fusion

Une fois la structure nucléaire connue, on peut en déduire l'**énergie de liaison** du noyau, soit l'énergie requise pour le "désassembler" en un tas de protons et neutrons libres. La Figure 6.16 montre comment varie cette énergie de liaison, mesurée par nucléon, en fonction du nombre de nucléons A, pour les isotopes les plus communs des éléments chimiques jusqu'à l'uranium.

La forme de la courbe d'énergie de liaison est très particulière; les atomes légers sont les moins liés, l'énergie de liaison par nucléon augmentant très rapidement jusqu'au ^{12}C, plus d eplus en plus graduellement avec A jusqu'au Fer, pour ensuite redescendre graduellement à mesure que A continue d'augmenter. Ceci indique qu'il y a deux manières distinctes de puiser dans l'énergie de liaison d'un noyau atomique:

- La **fusion** de noyaux légers ($A < 56$) en un noyau plus lourd;
- La **fission** de noyaux lourds ($A > 56$) en fragments plus légers ($A \gtrsim 30$)

La majorité des étoiles, incluant le soleil, brillent par fusion de l'hydrogène en Hélium. La quasi-totalité des réacteurs nucléaires utilisés pour la production électrique sont basés sur la fission de l'uranium, spécifiquement l'isotope ^{235}U, qui compte pour $\simeq 0.7\,\%$ de l'Uranium présent dans la croûte terrestre, le reste étant l'isotope ^{238}U, qui est non-fissile. Contrairement aux modes de désintégration spontanés α, β et γ, la fission de ^{235}U est *induite* par l'absorption d'un neutron dit "lent", soit un neutron (n) ayant une énergie de l'ordre de $\sim 1\,\mathrm{eV}$ ou moins:

$$^{235}\mathrm{U} + n(\mathrm{lent}) \rightarrow X + Y[+Z] + \nu\, n\,(\mathrm{rapides}) + \ \simeq 200\,\mathrm{MeV} \tag{6.67}$$

La fission produit deux fragments X et Y (et plus rarement un troisième, Z), ainsi qu'un nombre ν de neutrons dits rapides, soit des neutrons ayant des énergies de l'ordre du MeV. Une vaste gamme de canaux de fission sont possibles, et déterminent la nature des X, Y et

[11] Cet énoncé n'est plus vrai en régime relativiste; autant la dilatation du temps en relativité restreinte, que la dilatation gravitationnelle du temps en relativité générale, allonge la demie-vie des isotopes radioactifs.

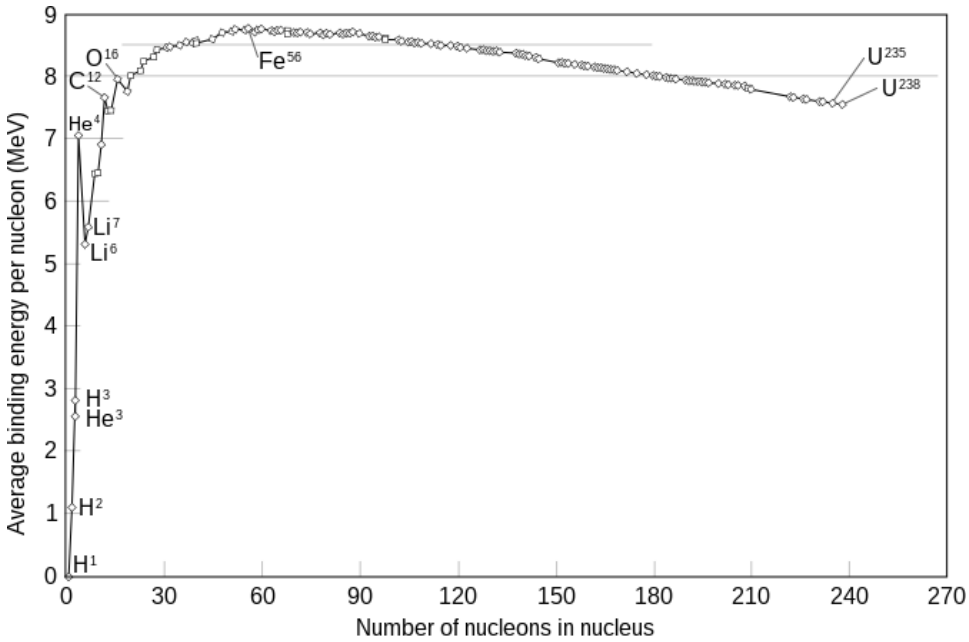

Figure 6.16: Énergie de liaison par nucléon, pour les isotopes les plus communs de tous les éléments chimiques jusqu'à l'uranium (isotopes ^{235}U et ^{238}U). Source: Wikipedia Commons, `commons.wikimedia.org/wiwk/File:Binding_energy_curve_-_common_isotopes.svg`.

Z et la quantité exacte dénergie libérée (mais toujours d'environ $\simeq 200\,\mathrm{MeV}$). Sous conditions normales d'opération d'un un réacteur utilisant l'eau (H_2O) comme modérateur (voir plus bas), les deux canaux de fission les plus probables sont:

$$\begin{aligned} n + {}^{235}\mathrm{U} &\rightarrow {}^{131}\mathrm{Te} + {}^{\mathrm{xxx}}\mathrm{Zn} + \nu\, n \\ n + {}^{235}\mathrm{U} &\rightarrow {}^{131}\mathrm{Sb} + {}^{\mathrm{xxx}}\mathrm{Nb} + \nu\, n \end{aligned}$$

les isosopes spécifiques du Zn et Nb produits déterminant le nombre de neutrons rapides; en moyenne, on a $\nu \simeq 2.43$. L'idée est d'utiliser un de ces neutrons pour produire une seconde réaction de fission, émettant d'autres neutrons dont un seul est utilisé pour produire une troisième fission, et ainsi de suite: on parle d'une **réaction en chaine controlée**[12]. Le contrôle de la chaine de réaction implique donc deux processus:

- Ralentir (thermaliser) les ν neutrons rapides produits par la fission;
- Absorber autrement que par fission 1.43 neutrons en moyenne (lents ou rapides), de manière à finir avec 1 neutron thermalisé pour fission.

Dans les réacteurs commerciaux, la substance utilisée (le **modérateur**) est aussi le fluide utilisé pour extraire la chaleur du réacteur, soit l'eau (H_2O), ou l'eau lourde (D_2O, D étant le deutérium) dans le cas réacteurs de type CANDU. L'eau standard est très efficace pour thermaliser les neutrons rapides, mais ce faisant tend aussi à absorber une fraction significative des neutrons pour produire du Deutérium; à un point tel que pour assurer le maintien de la réaction en chaine, l'uranium (sous sa forme d'oxyde UO_2 utilisé comme carburant) doit être enrichi en ^{235}U, de sa valeur naturelle 0.7% à 2.6%. Le deutérium, par contre, n'absorbe pratiquement pas de neutron tout en les thermalisant très efficacement, ce qui fait que les réacteurs

[12] Si tous les neutrons émis par la fission d'un ^{235}U produisent une autre fission de ^{235}U, alors on se retrouve potentiellement avec une réaction en chaine incontrôlée, soit quelque chose ressemblant plus à la tristement célèbre bombe atomique qui a anéanti Hiroshima et sa population.

de type CANDU peuvent fonctionner sans enrichissement en ^{235}U; un avantage substantiel, amorti cependant par le besoin d'avoir pas trop loin une usine pouvant produire une quantité substantielle d'eau lourde. No free lunch!

Tout est donc une question de saine gestion des neutrons... Quatre principaux processus physiques doivent être pris en considération, et se retrouvent à définir un regroupement de quatre coefficients numériques qui, conjointement, mesurent le contrôle de la chaine de fission; auxquels s'ajoutent deux autres paramètres reliés à la taille du réacteur et au design de ses barres de combustibles.

- Ce ne se pas tous les neutrons lents qui produiront une fission de ^{235}U: certains seront absorbé sans fission, d'autres seront absorbé (sans fission) par l'isotope dominant ^{238}U. Le paramètre η ($< \nu$) mesure ainsi le nombre véritable de neutrons rapides produits par neutron lent produisant une fission.

- Certains neutron rapides produiront des réactions de fission sur ^{235}U et ^{238}U, produisant ainsi un excès ε ($\gtrsim 1$) de neutron rapides; en mode normal d'opération $\varepsilon \simeq 1$ à cause des très faibles sections efficaces d'absorption des neutrons rapides.

- Durant le processus de thermalisation, un certain nombre de neutrons seront absorbés par ^{238}U. On dénotera par p ($0 \leq p \leq 1$) la probabilité que ceci se prosuise, ce qui réduit le nombre de neutron lents thermalisé par un facteur p;

- Une fraction l_f ($0 \leq l_f \leq 1$) des neutrons rapides seront absorbés (ou parfois traverseront) les parois du réacteurs, réduisant ainsi ultimement le nombre de neutrons lents par un facteur $(1 - l_f)$; de même, une fraction l_s ($0 \leq l_s \leq 1$) des neutrons lents seront absorbés dans les parois du réacteurs; ceci réduit encore plus le nombre de neutron lents disponibles pour fission du ^{235}U par un facteur $(1 - l_s)$.

- Une fraction $1 - f$ ($0 \leq f \leq 1$) des neutrons lents seront absorbés soit par le modérateur, soit dans l'enveloppe métallique des barres de carburant; le nombre de neutron lents disponible pour fission sera ainsi réduit d'un facteur f

On combine finalement tous ces paramètres en un **facteur de multiplication** (k) tel que

$$kn = \eta\, \varepsilon\, p\, f\, (1 - l_f)(1 - l_s)n \tag{6.68}$$

Cette expression est appelée "four-factor formula" dans le jarbon technique anglophone; je traduis ici librement par "formule à 4 facteurs". Les valeurs numérique des divers coefficents au coté droit de cette expression dépendent en pratique du design du réacteur et de ses barres de carburant (c'est le cas des paramètres l_f, l_s, f), du modérateur utilisé (f), du rapport ^{235}U/^{238}U du carburant utilisé (η, ε), et du rapport des densité particulaires (unités: m^{-3}) de modérateur versus carburant ($N_{\rm mod}/N_{\rm U}$) dans l'ensemble du coeur du réacteur (paramètres p et f). Le but est évidemment de se retrouver avec $k = 1$, afin d'avoir une réaction en chaine contrôlée.

La Figure 6.17 montre la variation de nos quatre paramètres physiques versus le rapport modérateur/carburant, pour un réacteur "idéal" ayant $l_s = l_f = 0$ et $\varepsilon = 1$. Il s'agit ici d'une représentation **schématique** appropriée à un réacteur utilisant l'eau lourde comme modérateur et un carburant composé d'Uranium non-enrichi, dans lequel cas $\eta = 1.33$ indépendamment du rapport modérateur/carburant. La courbe en rouge montre la variation (typique) de k versus le rapport modérateur/carburant. La forme non-monotone résulte des variations opposées des paramètres p et$f$ avec ce même rapport. Le paramètre p augmente vers la droite simplement parce que la probabilité d'absorption par ^{238}U durant la thermalisation des neutrons rapide diminue quand la quantité de carburant diminue; mais la probabilité d'absorption (p) des neutrons lents par le modérateur augmente avec la quantité de modérateur.

On se retrouve ainsi avec un intervalle en $N_{\rm mod}/N_{\rm U}$ ou $k > 1$, aux frontière duquel $k = 1$ (indiqué par A et B sur la Fig. 6.17). Ce sont là les deux points d'opération possibles pour une chaine de fission contrôlée. La première (A) est habituellement choisie, pour des

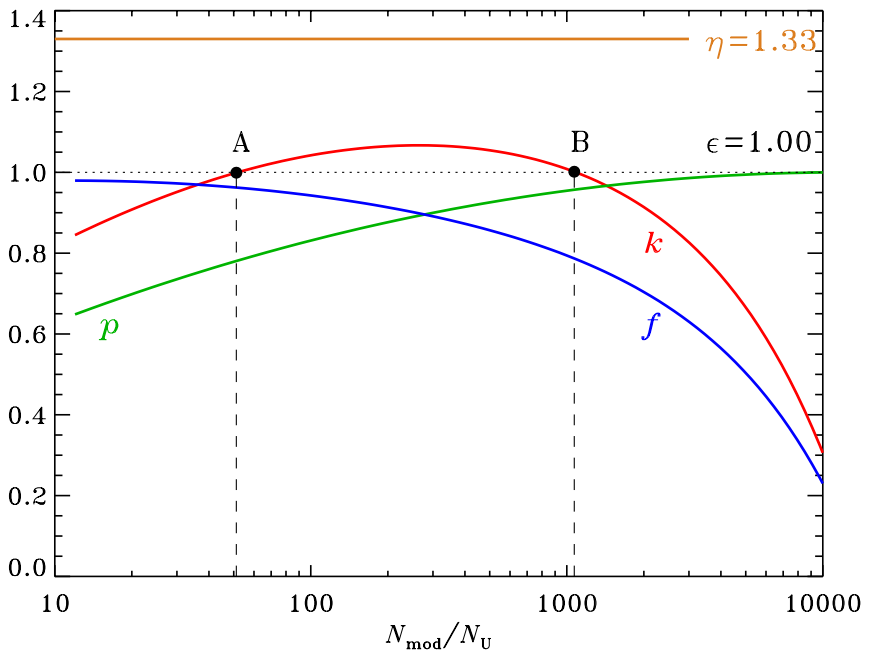

Figure 6.17: Représentation *schématique* de la "formule à 4 facteurs" (soit l'Éq. (6.68)). Dans le cas spécifique représenté ici, le modérateur est l'eau lourde, ce qui conduit à un paramètre η ne dépendant pas du rapport modérateur/fuel dans le coeur du réacteur. Adaptation libre de la Figure 6.4 de l'ouvrage de Boeker & van Grondelle déjà maintes fois cité.

raisons de stabilité: si la température T du coeur venait à augmenter, un modérateur liquide comme D_2O subirait une dilatation thermique, réduisant $N_{\rm mod}$, et donc le rapport $N_{\rm mod}/N_{\rm U}$, ce qui pousserait le système en régime $k < 1$, ce qui diminuerait le taux de fission et donc la température du coeur, ramenant éventuellement le système au point A. C'est un régime d'opération qui est inhéremment stable, sans besoin d'intervention extérieure. Inversement, au point B une augmentation de la température du coeur et diminution du rapport $N_{\rm mod}/N_{\rm U}$ aurait l'effet de pousser le système encore plus haut dans le régime $k > 1$, une situation instable (et potentiellement dangereuse!). Quel que soit le design du réacteur, un mode d'opération sécuritaire devra donc être caractérisé par:

$$\frac{{\rm d}k}{{\rm d}T} < 1 \ , \tag{6.69}$$

6.7.3 Déchets nucléaires

La gestion des déchets nucléaires est l'aspect le plus complexe (et souvent controversé) de la production électrique par énergie nucléaire. En mode d'opération normale on peut distinguer trois types de "déchets":

- La fraction (typiquement $\simeq 1/3$) de l'isotope fissile ^{235}U encore présent dans les barres de combustible quand elles sont retirées du réacteur;
- Les produits de fission du ^{235}U, une vaste fourchette d'isotopes dont plusieurs sont eux-mêmes radioactifs;
- Les isotopes lourds ($A > 238$, $Z > 89$) produit par l'absorption des neutrons par l'isotope ^{238}U, et aussi par ^{235}U quand cette absorption ne conduit pas à la fission.

Lors du retrait des barres de carburant d'un réacteur nucléaire, il est avantageux de récupérer le précieux ^{235}U non brulé pour l'incorporer dans de nouvelles barres de carburant, donc en pratique ce "déchet" est directement recyclé.

Le isotopes résultant de la fission ainsi que les transuraniques (voir ci-dessous) demeurent dans les barres de carburant, qu'on laisse d'abord "refroidir" (thermodynamiquement et radioactivement!) dans un environnement sécurisé et contrôlé, avant de les séparer chimiquement en divers groupes qui seront entreposés en fonction de leur niveau de radioactivité et de leur demie-vie.

La Figure 6.18 illustre, dans le plan $[A, Z]$, les premières étapes de la chaine primaire de transmutation de ^{238}U par absorption de neutrons lents ou rapides. Ce sont les éléments chimiques dits **transuraniques**, qui composent la série des **actinides** dans le tableau périodique. La séquence se poursuit beaucoup plus loin que le Berkelium, et résulte d'une combinaison

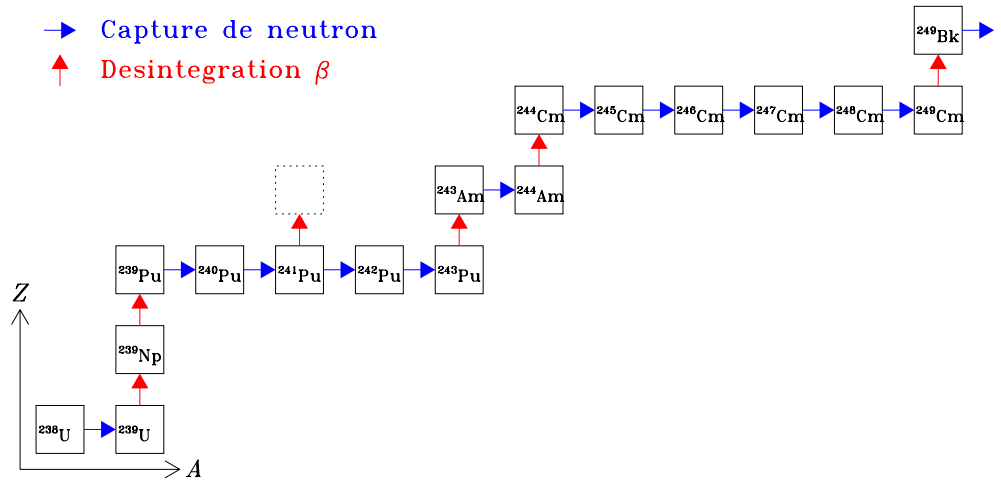

Figure 6.18: Séquence de transmutation par captures successives de neutrons par l'isotope ^{238}U. En conditions typiques d'opération d'un réacteur nucléaire, la séquence peut couvrir les actinides jusqu'au Fermium ($Z = 100$, $A > 254$), mais les quantités produites diminuent à mesure qu'on progresse dans la séquence. Une séquence secondaire bifurque par désintégration-β de l'isotope ^{241}Pu. L'Isotope ^{239}Pu du plutonium est problématique à deux points de vue: il est fissile, et a une demie-vie de 24100 années (voir texte). Inspiré par la Figure 6.14 de l'ouvrage de Boeker & van Grondelle déjà maintes fois cité.

d'absorption de neutrons ($A \to A + 1$ à Z fixe, flèches bleues) et de conversion d'un neutron et proton par désintégration-β ($Z \to Z + 1$ à A fixe, flèches rouges). Diverses séquence secondaires originent de certains isotopes, la plus importante à partir de l'isotope ^{241}Pu quand ce dernier subit une désintégration-β avant absorption d'un neutron. De manière générale, la quantité d'isotopes transuraniques produits ainsi décroit à mesure que l'on avance le long de la séquence. Une séquence parallèle origine de l'isotope ^{235}U quand ce dernier absorbe un neutron sans fission, mais la productivité d'éléments transuraniques y étant associée est beaucoup plus faible que pour la séquence originant de ^{238}U.

Un isotope transuranique du plutonium particulièrement problématique est le ^{239}Pu. C'est un isotope fissile, utilisable pour la fabrication de bombes atomiques (comme la bombe de Nagasaki), qui de surcroit a une très longue demie-vie de 24110 années.

La Figure 6.19 présente une série de mesures de radioactivité pour une ensemble "typique" de déchets produit par un an d'opération d'un réacteur lui-même "typique" produisant 1000MW d'électricité. Les mesures à $t = 0.01$ correspondent au moment du retrait des bar-

res de carburant usé. La radioactivité est mesurée ici en becquerel (Bq), qui est l'unité de

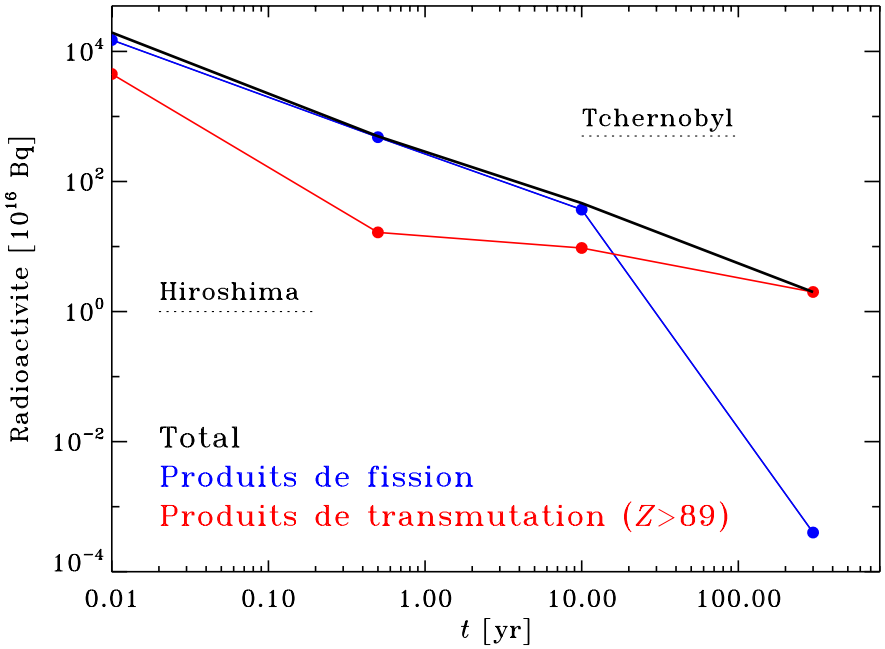

Figure 6.19: Radioactivité associés aux déchets retirés annuellement du coeur d'un réacteur nucléaire "typique" produisant 1000MW d'électricité. On a regroupé les déchets en deux classes: les produits de fission, et les produits de la transmutation de l'uranium par capture de neutrons (viz. Fig. 6.18). Notez bien les échelles logarithmiques, et les unités en 10^{16} Bq pour l'axe vertical. Inspiré par la Figure 6.14 de l'ouvrage de Boeker & van Grondelle déjà maintes fois cité.

mesure primaire de la radioactivité dans le système SI[13], Un Bq représente une désintégration par seconde, donc dimensionnellement le Bq $\equiv s^{-1}$. Notez bien que cette mesure ne prend pas en considération le mode de désintégration (α, β ou γ), ni l'énergie de la radiation émise. Le Tableau 6.3 ci-dessous permet de placer les données de la Figure 6.19 en perspective. En particulier, on estime que la bombe atomique d'Hiroshima a libéré $\sim 10^{16}$ Bq, indiqué par un trait pointillé sur la Fig. 6.19; l'accident de Tchernobyl, discuté plus en détail ci-dessous, aurait libéré $\sim 5 \times 10^{18}$ Bq. Il n'y donc aucun doute que les déchets nucléaires génèrent un niveau potentiellement dangereux de radioactivité, même après un siècle, d'où la nécessité d'un entreposage sécurisé, contrôlé, hydrologiquement isolé, et géologiquement stable. Le $\simeq 2 \times 10^{16}$ Bq de radioactivité à $t \gtrsim 100$ ans est principalement dû au isotopes transuraniques ^{239}Pu (demie-vie 24110 yr) et ^{240}Pu (demie-vie 6564 yr). Toujours pour mettre un peu de perspective sur ces chiffres, les plus vieux bâtiments majeurs construits par l'humanité et ayant survécu jusqu'à aujourd'hui sont les grandes pyramides d'Égypte, construites il y a $\simeq 4600$ ans.

Au delà de l'entreposage sécuritaire des déchets radioactifs, on doit aussi anticiper la possibilité d'émission de substances radioactives suite à un accident, sabotage délibéré, ou attaque militaire sur une centrale nucléaire. Le nombre de ces événements se compte heureusement encore sur les doigts d'une main: Harrisburg (1979), Tchernobyl (1986), Fukushima (2011), Zaporilla (2022–présent, sans conséquences graves dans ce dernier cas; du moins à date).

[13]Le becquerel a maintenant remplacé le curie (Ci), longtemps d'usage, qui était défini comme le nombre de désintégrations produites par un gramme de Radium-226 par seconde; d'où 1 Ci $\equiv 3.7 \times 10^{10}$ Bq.

Table 6.3: Sources de radioactivité naturelle et artificielle

Substance	Radioactivité [Bq]
Croûte terrestre	1400 kg^{-1}
^{40}K dans le corps humain	4400
^{241}Am dans un détecteur de fumée	3.7×10^4
Radon dans l'atmosphère	5–15 Bq m^{-3}
Radon dans les bâtiments	10–10^4 Bq m^{-3}
Bombe-A Hiroshima	$\sim 10^{16}$
Accident Tchernobyl 1986	$\simeq 5 \times 10^{18}$

6.7.4 Accidents: l'exemple de Tchernobyl

Vers 1:25 du matin le 26 avril 1986, le réacteur numéro 4 de la centrale nucléaire de Tchernobyl, en Ukraine, s'emballe. Dans les secondes qui suivent une explosion (non-nucléaire), causée par l'hydrolyse et la vaporisation de l'eau du système de refroidissement du coeur, détruit le réacteur, suite à quoi le graphite des barres de contrôle s'enflamme au contact de l'air. La chaleur ainsi libérée produit une plume thermique s'élevant jusqu'à plus de 4 kilomètres d'altitude dans l'atmosphère, un peu comme le panache d'un volcan, y injectant ainsi la radioactivité sur cet intervalle d'altitude, et ce jusqu'à ce que l'incendie soit finalement éteint, plusieurs jours tard.

Cet accident nucléaire, le pire à date, libérera un total de $\sim 5 \times 10^{18}$ Bq de radioactivité sur quelques semaines, quelques centaines de fois plus que la tristement fameuse bombe atomique d'Hiroshima. L'accident de 2011 à la centrale de Fukushima, deuxième dans la liste de ce genre de désastres, en comparaison, en a libéré cinq fois moins, soit $\simeq 9.4 \times 10^{17}$ Bq[14]. Triste ironie, l'accident de Tchernobyl s'est produit durant la phase finale d'une série de tests visant à améliorer la procédure d'arrêt d'urgence du réacteur.

Comme discuté plus haut, le carburant des réacteurs nucléaires refroidis à l'eau légère, comme ceux de Tchernobyl, utilisent comme combustible un isotope de l'Uranium, ^{235}U, dont les deux principaux canaux de fission produisent préférentiellement les isotopes ^{131}Te et ^{131}Sb (voir éq. (6.68)). Ces deux isotopes se désintègrent rapidement en Iode-131 par chaine de désintégration-β:

$$
\begin{array}{lcl}
^{131}\mathrm{Te} & \xrightarrow{25\mathrm{min}} & ^{131}\mathrm{I} \\
^{131}\mathrm{Sb} & \xrightarrow{23\mathrm{min}} & ^{131}\mathrm{Te} \xrightarrow{25\mathrm{min}} {}^{131}\mathrm{I}
\end{array}
$$

L'iode-131 de désintègre finalement (toujours par désintégration β) avec une demie-vie passablement plus longue, soit 8.02 jours. En cas d'accident, c'est donc un des isotopes radioactifs les plus dangereux, d'autant plus que la glande thyroide tends à l'emmagasiner une fois absorbé par le corps, que ce soit par les voies digestive ou respiratoire.

Un des premiers efforts de calcul de l'évolution du nuage radioactif dans l'hémisphère Nord fut effectuée à Environnement Canada à Dorval par Janusz Pudykiewicz. Utilisant un modèle à deux couches verticales de l'atmosphère et les données météo pour les vents aux deux altitudes correspondantes, entre le 26 avril et le 15 mai 1986 Pudykiewicz a effectué une série de simulations en mode "urgence" afin de prédire les quantités de radioactivité reçues, et à venir, dans

[14] Ces estimés proviennent de la World Nuclear Association: `www.world-nuclear.org`. Il s'agit d'une organisation internationale regroupant principalement les grands acteurs de l'industrie nucléaire civile, mais, dans la mesure où je peux en juger, les informations présentées sur leurs pages web me semblent factuelles et relativement peu biaisées.

l'hémisphère Nord. Ces simulations impliquaient la solution, à chacune des deux altitudes considérées, d'une équation d'advection-diffusion en deux dimensions spatiales (latitude-longitude), incluant une paramétrisation du couplage vertical entre les deux couches. La Figure 6.20 montre deux exemples de ses résultats de simulations. La distribution spatiale de la concentration d'Iode-131 y est présenté en projection polaire 8 (haut) et 16 (bas) jours après l'accident. L'impact planétaire d'un tel accident ne pourrait être mieux illustré.

6.7.5 Impacts biosphériques

Au delà de la question l'émission dans l'environnement de substances radioactives, les impacts biosphériques de la production électrique dans une centrale nucléaire incluent —comme toute centrale thermique— la pollution thermique et utilisation de l'eau pour le refroidissement. L'extraction minière et l'enrichissement de l'Uranium comptent leur lot d'impacts environnementaux, tout comme la production d'eau lourde si celle-ci est utilisée comme modérateur.

Un autre type d'impact est la prolifération des armes nucléaires, un réacteur "civil" pouvant facilement être modifié pour maximiser la production d'isotopes fissiles, comme le ^{239}Pu. Ces isotopes sont utilisables dans la construction de bombes atomiques, ou simplement de bombes conventionnelles dites "sales", dont le but principal est de disperser des substances radioactives dangereuses sur le site de l'explosion.

6.8 L'éléphant dans la pièce

Vous aviez l'occasion de calculer, au problème 3.4, que la productivité biosphérique actuelle de la planète pouvait, en principe, assurer les besoins métaboliques de base de plusieurs centaines de milliards d'humains. C'est évidemment un chiffre ridicule, puisque notre consommation énergétique dépasse largement le métabolisme: 10.1kW versus 116W au Canada... C'est en partie parce que le Canada (et le Québec) sont des exportateurs d'énergie, principalement sous forme pétrole et hydroélectricité, mais la disparité demeure énorme.

Globalement, c'est à dire à l'échelle planétaire, la production et la consommation énergétique est directement proportionnelle à la population humaine, et donc les impacts biosphériques directs et indirects le sont aussi; et autant la production/consommation que ses impacts croissent plus rapidement que la population, à mesure que les pays se "développent". Même si, par exemple, l'humanité réussissait à réduire de 50% son empreinte carbone globale dans le prochain quart de siècle via des "solutions technologiques", si pendant ce temps la population planétaire double, alors il n'y a aucun progrès accompli, et le réchauffement global (par exemple) se poursuivera au même rythme. C'est tout simplement mathématique.

La stabilisation (voire même réduction) de la population mondiale devrait ainsi être l'objectif primaire. Malheureusement, stabiliser ou réduire la population mondiale, ce n'est pas bon pour la sacro-sainte économie, qui carbure sur la croissance continue. Ce dogme socioéconomique est bien capturé par le mot favori d'un de nos politiciens actuel: "créer de la richesse". Le problème fondamental est évidemment que créer de la richesse se fait toujours sur le dos de quelqu'un ou quelque chose quelque part[15]; encore aujourd'hui, ça se fait (1) sur le dos des pays dits "en voie de développement", (2) et sur le dos de la biosphère et de l'environnement. La première option est pratiquement et éthiquement insoutenable; la seconde est désastreuse pour les générations futures.

Exercices:

7.1: Il s'agit ici de vous faire calculer la densité de courant induite à une jonction *np* par l'absorption de photons solaire (voir §**??**).

[15]Et de surcroit, dans beaucoup de pays aujourd'hui —Canada/Québec inclus,— cette richesse nouvellement créée ne va pas aux plus démunis, mais contribue surtout à amplifier l'écart entre les plus riches et les plus pauvres.

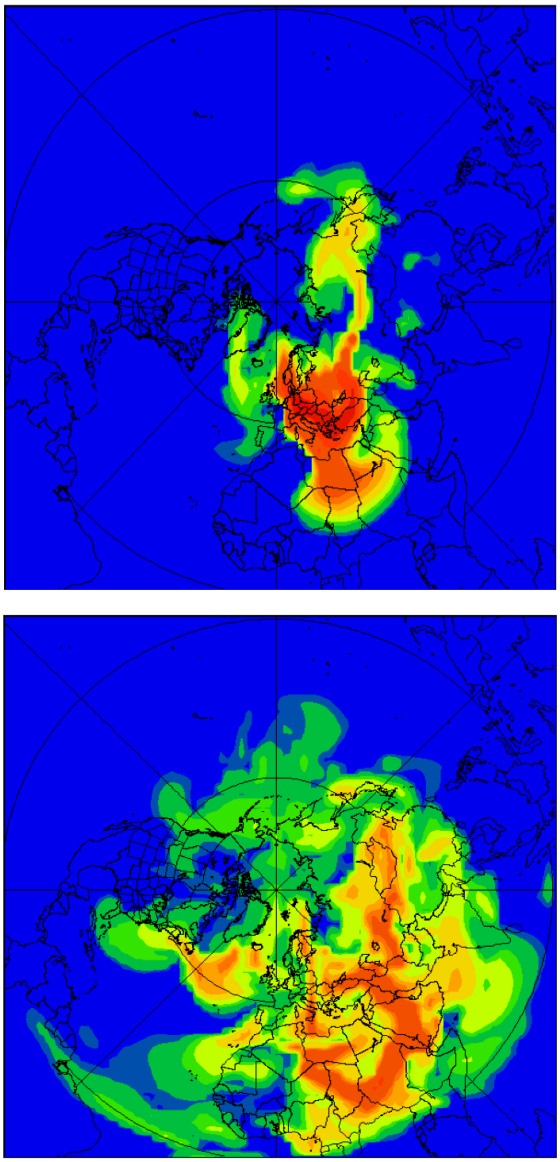

Figure 6.20: Simulation numérique de la dispersion de l'Iode-131 suite à l'accident de Tchernobyl. Les deux projections polaires montrent la distribution spatiale de la concentration de ^{131}I à une altitude fixe (850 mb, soit 1500m environ), 192 (haut) et 383 (bas) heures suivant l'accident. L'échelle de couleur est logarithmique, et couvre de 10^{-3} à 10^{3} Bq m^{-3}. Images gracieuseté de Janusz Pudykiewicz, Environnement Canada (Dorval, Qc).

1. Commencez par calculer le flux de photons (nombre de photons par unit e d esurface par unité de temps) émis par le soleil qui ont des énergies plus grandes que la largeur $E_g = 1.12\,\text{eV}$ du gap du Si.

2. Calculez le flux correspondant à la surface de la Terre, pour une irradiance au sol de 1000 W m^{-2}.

3. En supposant que chaque trou migre instantanément à travers la jonction, calculez la densité de courant J_S qui doit être ajoutée au membre de droite de l'éq. (6.56).

7.2:

Bibliographie:

Les sections 6.2.1, 6.5, et à un degré moindre 6.7, puisent en grande partie dans l'excellent ouvrage:

Boeker, E., & van Grondelle, R., *Environmental Physics*, 3e éd., Wiley (2011).

L'International Energy Agency compile, année après année et pays par pays, tout ce que vous pouvez imaginer vouloir consulter comme informations relative à la prodution et consommation énergétique par l'humanité. Leur site Web est une ressource incroyable:

`https://iea.org/`

Finalement, mon collègue Normand Mousseau a écrit plusieurs ouvrages de type "grand public" sur diverses considérations énergétiques. Bien que non-techniques, les livres suivants offrent un complément intéressant à plusieurs sujets couverts dans ce chapitre:

Mousseau, N., *Au bout du pétrole*, Éditions Multimondes, 2008,
Mousseau, N., *L'indépendance énergétique*, Éditions Multimondes, 2009.