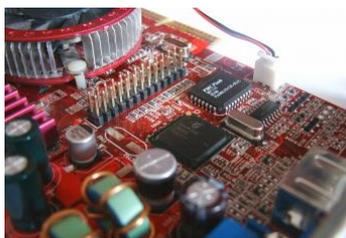

Systemes électroniques

Chapitre 5

ALIMENTATIONS À DÉCOUPAGE À TRANSFORMATEUR



T A B L E D E S M A T I E R E S

PAGE

5.	ALIMENTATIONS A DECOUPAGE A TRANSFORMATEUR.....	1
5.1	LE TRANSFORMATEUR	1
5.1.1	<i>Relations de base.....</i>	<i>1</i>
5.1.2	<i>Circuits magnétiques.....</i>	<i>6</i>
5.1.3	<i>Modèle du transformateur</i>	<i>9</i>
5.2	CONVERTISSEUR À STOCKAGE INDUCTIF AVEC ISOLATION GALVANIQUE	16
5.2.1	<i>Montage FLYBACK.....</i>	<i>16</i>
5.3	CONVERTISSEUR DE TYPE SÉRIE AVEC ISOLATION GALVANIQUE.....	29
5.3.1	<i>Montage FORWARD.....</i>	<i>29</i>
5.4	CONVERTISSEUR DE TYPE SYMÉTRIQUE AVEC ISOLATION GALVANIQUE.....	34
5.4.1	<i>Montage PUSH-PULL (pont complet).....</i>	<i>34</i>
5.5	ÉVALUATION ET DIMENSIONNEMENT DES CONVERTISSEURS DC-DC	38
5.5.1	<i>Généralités</i>	<i>38</i>
5.5.2	<i>Stress et taux d'utilisation des semiconducteurs (transistor).....</i>	<i>38</i>

Bibliographie

5. ALIMENTATIONS A DECOUPAGE A TRANSFORMATEUR

5.1 LE TRANSFORMATEUR

Dans cette section, nous passerons en revue les bases nécessaires à la modélisation des transformateurs d'impulsions utilisés dans le domaine des alimentations à découpage

5.1.1 Relations de base

La force magnétomotrice entre deux points x_1 et x_2 est donnée par l'intégrale du produit scalaire du champ magnétique \mathbf{H} sur un chemin quelconque liant les deux points.

$$F = \int_{x_1}^{x_2} \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} \quad 5.1$$

où $d\mathbf{l}$ est un vecteur de longueur élémentaire tangent au chemin allant de x_1 à x_2 en un point donné x . Si le champ magnétique \mathbf{H} est uniforme et parallèle au chemin de longueur l , la relation devient

$$F = H \cdot l \quad 5.2$$

Le flux magnétique totalisé passant au travers d'une surface S d'aire A_c est égal à l'intégrale du produit scalaire du champ d'induction magnétique \mathbf{B} par unité de surface élémentaire représentée par un vecteur normal \mathbf{n} à cette dernière.

$$\Phi = \int_{\text{Surface } S} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} \quad 5.3$$

Si le champ d'induction magnétique est uniforme et perpendiculaire à la surface, on peut écrire

$$\Phi = B \cdot A_c \quad 5.4$$

La loi de Faraday permet d'exprimer la tension induite dans une spire en fonction du flux $\Phi(t)$ traversant l'aire A_c délimitée par la spire

$$u(t) = \frac{d\Phi(t)}{dt} \quad 5.5$$

où les polarités de $u(t)$ et $\Phi(t)$ sont définies à la Figure 5-1.

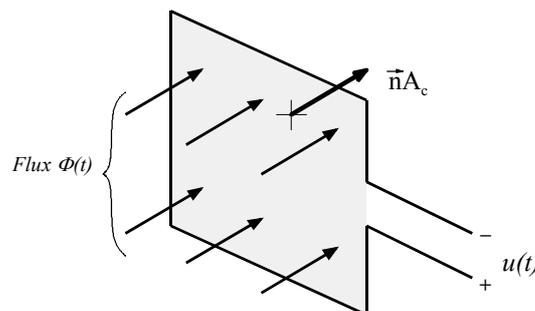


Figure 5-1 : Tension induite dans une spire

Pour une distribution uniforme du champ d'induction magnétique perpendiculaire à la surface, on peut écrire

$$u(t) = A_c \cdot \frac{dB(t)}{dt} \quad 5.6$$

La loi de Lenz établit que la tension $u(t)$ induite par la variation de flux $\Phi(t)$ a une polarité qui tend à induire un courant dans la spire concernée de manière à s'opposer à la variation du flux. La tension divisée par l'impédance de la spire conductrice induit un courant $i(t)$. Ce courant $i(t)$ induit à son tour un flux $\Phi'(t)$, lequel tend à s'opposer à la variation de $\Phi(t)$.

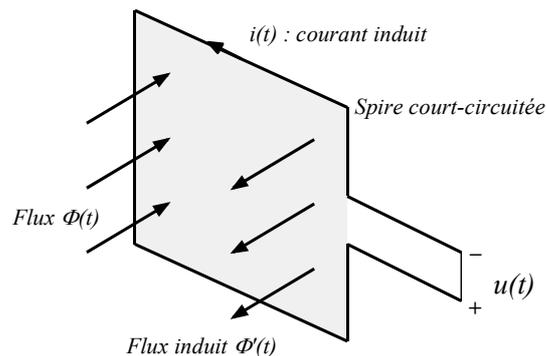


Figure 5-2 : Illustration de la loi de Lenz

La loi d'Ampère relie le courant circulant dans une spire à la force magnétomotrice F . La FMM sur un contour fermé de longueur l_m est égale au courant totalisé passant au travers du contour fermé.

$$\oint_{\text{contour fermé}} \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \sum_{\text{Surface délimitée par le contour fermé}} i \quad 5.7$$

Si le champ magnétique est uniforme et d'amplitude H , l'intégrale précédente devient

$$F(t) = H(t) \cdot l_m = \sum i(t) \quad 5.8$$

Ainsi le champ magnétique $H(t)$ est une fonction du courant de circulation $i(t)$

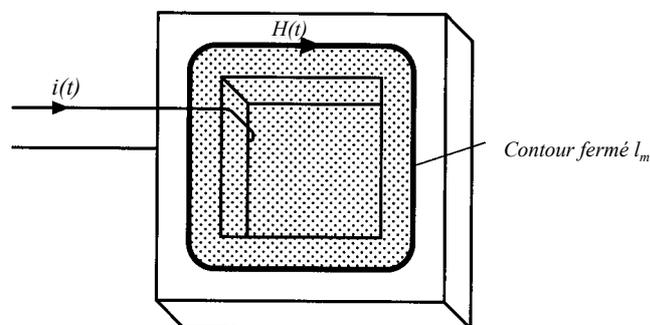


Figure 5-3 : Illustration de la loi d'Ampère

La relation liant le champ d'induction B au champ magnétique H est fonction des caractéristiques magnétiques du milieu considéré. Dans l'air on a

$$\mathbf{B} = \mu_0 \cdot \mathbf{H}$$

5.9

où μ_0 est la perméabilité de l'air ($4\pi \cdot 10^{-7}$ [Henry/m]). La Figure 5-4 illustre la caractéristique B-H typique d'un matériau magnétique utilisé pour la fabrication des transformateurs HF. Cette caractéristique est non linéaire puisqu'elle présente à la fois une hystérèse et de la saturation.

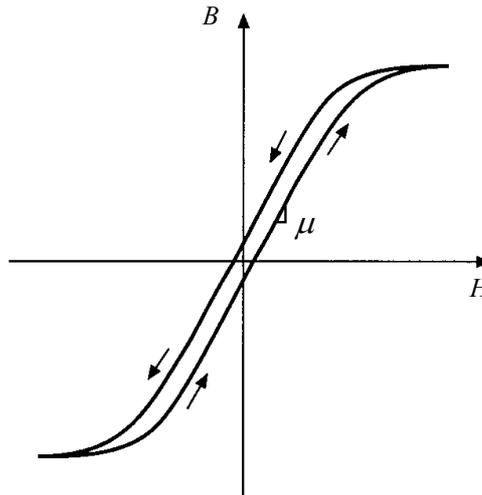


Figure 5-4 : Caractéristique B-H d'un matériau magnétique classique

Pour l'analyse, la caractéristique du matériau est modélisée par sa partie linéaire seulement. La caractéristique B – H est donc donnée par

$$\mathbf{B} = \mu \cdot \mathbf{H} = \mu_r \cdot \mu_0 \cdot \mathbf{H}$$

5.10

La perméabilité du matériau μ peut-être exprimée comme le produit de la perméabilité relative μ_r par μ_0 . Les valeurs typiques de μ_r sont comprises entre 10^3 et 10^5 .

La Figure 5-5 résume les relations existantes entre les grandeurs électriques et magnétiques d'un matériau. La tension induite $u(t)$ est reliée au flux $\Phi(t)$ et au champ d'induction magnétique $B(t)$ par la loi de Faraday. Le courant circulant dans les spires du bobinage est relié au champ magnétique du matériau reliant B à H .

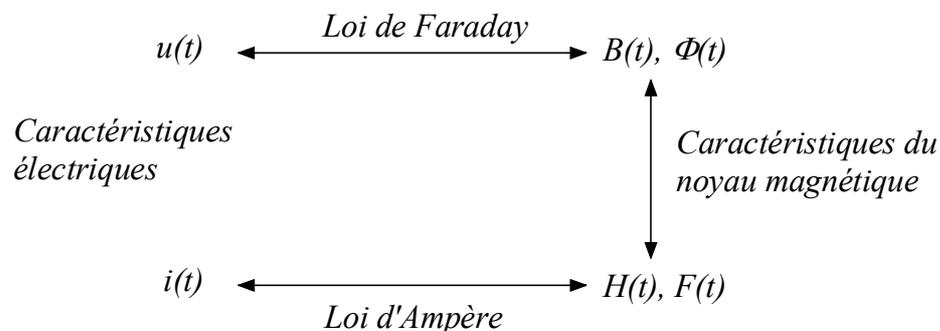


Figure 5-5 : Etapes pour la détermination des caractéristiques électriques d'un noyau magnétique

Il est possible maintenant de déterminer la caractéristique électrique d'une simple inductance. Un bobinage de n spires est placé autour d'un noyau magnétique de perméabilité μ , la loi de

Faraday permet d'écrire la relation liant le flux $\Phi(t)$ dans le noyau magnétique à la tension induite sur chaque spires du bobinage

$$u(t)_{spire} = \frac{d\Phi(t)}{dt} \quad 5.11$$

La tension induite totalisée sur l'ensemble du bobinage vaut

$$u(t) = n \cdot u(t)_{spire} = n \cdot \frac{d\Phi(t)}{dt} \quad 5.12$$

que l'on peut écrire en fonction du champ d'induction magnétique

$$u(t) = n \cdot A_c \cdot \frac{dB(t)}{dt} \quad 5.13$$

où $B(t)$ est la valeur moyenne du champ d'induction magnétique sur la section transversale du noyau magnétique

$$B(t) = \frac{\Phi(t)}{A_c} \quad 5.14$$

La loi d'Ampère est illustrée à la Figure 5-6.

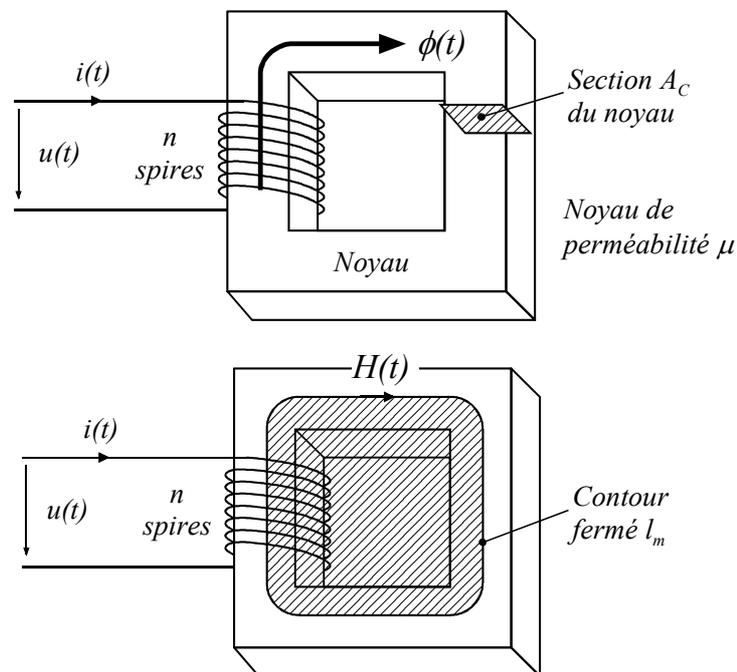


Figure 5-6 : Structure d'une inductance

Un chemin fermé est choisi de manière à suivre le parcours moyen d'une ligne de champ magnétique à l'intérieur du noyau magnétique. Ce chemin a une longueur nommée l_m . Si le champ $H(t)$ est uniforme, en se référant à la relation 5.8, on peut écrire

$$H(t) \cdot l_m = n \cdot i(t) \quad 5.15$$

En négligeant l'hystérèse, mais en tenant compte de la saturation du noyau magnétique choisi, on a

$$B = \begin{cases} B_{sat} & \text{pour } H \geq B_{sat} / \mu \\ \mu H & \text{pour } |H| < B_{sat} / \mu \\ -B_{sat} & \text{pour } H \leq -B_{sat} / \mu \end{cases} \quad 5.16$$

La pente de la caractéristique B – H dans le cas de la saturation est égale à μ_0 . La pente étant beaucoup plus petite que μ , on peut l'ignorer.

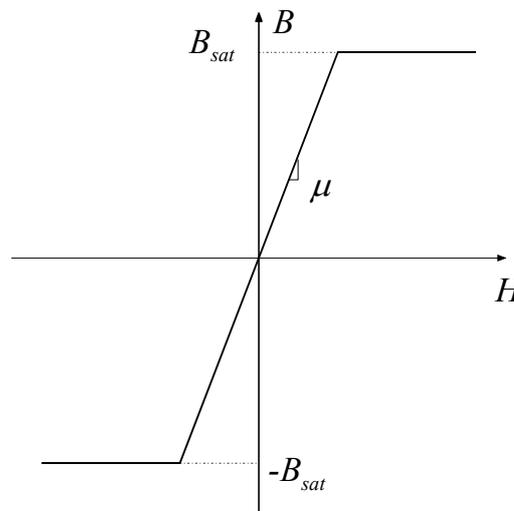


Figure 5-7 : Approximation de la caractéristique B - H

La valeur du courant de saturation I_{sat} peut être trouvée par substitution de $H=B_{sat}/\mu$. Soit

$$I_{sat} = \frac{B_{sat} \cdot l_m}{\mu \cdot n} \quad 5.17$$

Pour $|I| < I_{sat}$, $B=\mu H$ et on peut écrire

$$u(t) = \mu \cdot n \cdot A_c \cdot \frac{dH(t)}{dt} \quad 5.18$$

et en remplaçant $H(t)$ par $\frac{n \cdot i(t)}{l_m}$ on obtient

$$u(t) = \frac{\mu \cdot n^2 \cdot A_c}{l_m} \cdot \frac{di(t)}{dt} \quad 5.19$$

ou encore sous la forme

$$u(t) = L \cdot \frac{di(t)}{dt} \quad 5.20$$

avec

$$L = \frac{\mu \cdot n^2 \cdot A_c}{l_m} \quad 5.21$$

Ainsi le matériau magnétique entouré de n spires se comporte comme une inductance pour $|I| < I_{\text{sat}}$. Lorsque $|I| > I_{\text{sat}}$, le champ d'induction $B(t) = B_{\text{sat}}$ est constant et la tension induite aux bornes du bobinage vaudra

$$u(t) = n \cdot A_c \cdot \frac{dB_{\text{sat}}}{dt} = 0 \quad 5.22$$

Lorsque le noyau magnétique est saturé, le comportement de l'inductance approche un court-circuit. En pratique la saturation provoque une forte diminution de l'impédance de l'inductance, provoquant du même coup un accroissement important du courant.

5.1.2 Circuits magnétiques

La Figure 5-8 montre un circuit magnétique de perméabilité μ , de longueur finie l et de section A_c parcouru par un flux Φ et un champ magnétique H , tous deux uniformes.

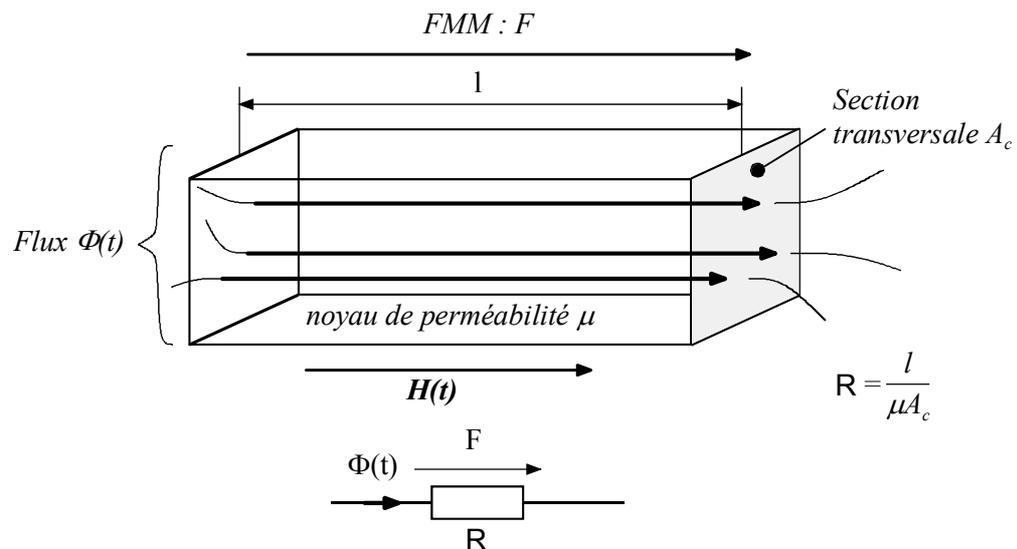


Figure 5-8 : Élément de circuit magnétique

La force magnétomotrice entre les deux extrémités de ce matériau vaut

$$F = H \cdot l \quad 5.23$$

puisque $H = \frac{B}{\mu}$ et $B = \frac{\Phi}{A_c}$, on peut exprimer F par

$$F = \frac{l}{\mu \cdot A_c} \Phi \quad 5.24$$

Cette relation est de la forme

$$F = \mathfrak{R} \cdot \Phi \quad 5.25$$

avec

$$\mathfrak{R} = \frac{l}{\mu \cdot A_c} \quad 5.26$$

La relation 5.25 est similaire à la loi d'Ohm. Cette relation montre que le flux magnétique traversant un matériau magnétique est proportionnel à la FMM aux bornes de l'élément. La constante de proportionnalité, appelée réluctance est analogue à la résistance d'un conducteur électrique. Dans un circuit magnétique, tension et courant sont remplacés par FMM et flux. Les équations de Maxwell et plus particulièrement $\text{div}\mathbf{B}=0$ montre que les lignes de champ magnétique sont continues et n'ont pas de terminaison. Par conséquent, la somme des flux entrant en un nœud est nulle. Pour un circuit magnétique complexe, on peut donc appliquer les mêmes lois de Kirchoff que pour un circuit électrique.

Considérons une inductance avec un entrefer, illustrée à la Figure 5-9.

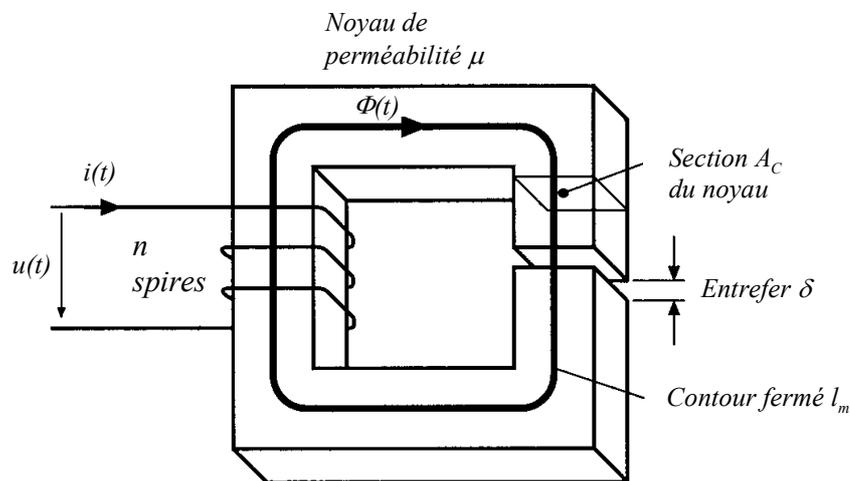


Figure 5-9 : Inductance avec entrefer dans son circuit magnétique

Le chemin moyen au travers du noyau magnétique et de l'entrefer est constitué d'un matériau de perméabilité μ et de longueur l_m et d'un entrefer de perméabilité μ_0 et de longueur δ . En faisant l'hypothèse que la section normale au champ magnétique est identique pour le matériau et pour l'entrefer, l'application de la loi d'ampère sur le chemin fermé conduit à la relation

$$F_c + F_\delta = n \cdot i \quad 5.27$$

avec F_c et F_δ les FMM aux bornes respectivement du noyau et de l'entrefer.

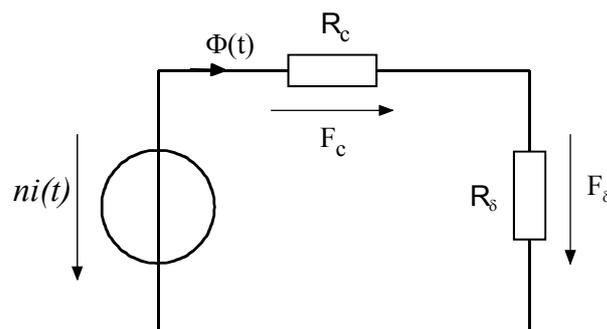


Figure 5-10 : Modèle électrique

Le noyau et l'entrefer peuvent être représentés par les réluctances respectives

$$\mathfrak{R}_c = \frac{l_c}{\mu \cdot A_c} \quad 5.28$$

$$\mathfrak{R}_\delta = \frac{\delta}{\mu \cdot A_\delta} \quad 5.29$$

Les réluctances du noyau \mathfrak{R}_c et de l'entrefer \mathfrak{R}_δ sont en série. On peut donc écrire

$$n \cdot i = \Phi \cdot (\mathfrak{R}_c + \mathfrak{R}_\delta) \quad 5.30$$

Pour le flux au travers du bobinage, on peut grâce à la loi de Faraday, écrire

$$u(t) = n \cdot \frac{d\Phi(t)}{dt} \quad 5.31$$

en éliminant $\Phi(t)$

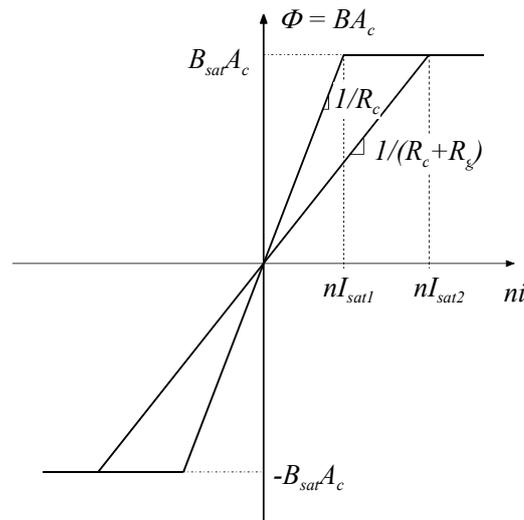
$$u(t) = \frac{n^2}{\mathfrak{R}_c + \mathfrak{R}_\delta} \cdot \frac{di(t)}{dt} \quad 5.32$$

par conséquent l'inductance L vaut

$$L = \frac{n^2}{\mathfrak{R}_c + \mathfrak{R}_\delta} \quad 5.33$$

L'entrefer accroît la réluctance totale du circuit magnétique et diminue l'inductance résultante. L'entrefer est utilisé en pratique pour deux raisons. Sans entrefer, l'inductance est directement proportionnelle à la perméabilité μ du matériau, laquelle est fortement dépendante de la température et du point de fonctionnement et par conséquent est difficile à contrôler.

L'adjonction d'un entrefer de réluctance \mathfrak{R}_δ supérieure à \mathfrak{R}_c rend la valeur de l'inductance moins sensible aux variations de μ . De plus l'entrefer permet de travailler avec des courants $i(t)$ plus élevés sans atteindre la saturation. La Figure 5-11 illustre ces propos.

Figure 5-11 : Effet d'un entrefer sur la caractéristique $\Phi (ni)$

En effet lorsque le noyau est saturé, le flux Φ est égal à

$$\Phi_{sat} = B_{sat} \cdot A_c \quad 5.34$$

et le courant de saturation I_{sat} prend la forme

$$I_{sat} = \frac{B_{sat} \cdot A_c}{n} \cdot (\mathfrak{R}_c + \mathfrak{R}_\delta) \quad 5.35$$

On peut donc voir que I_{sat} a été augmenté grâce à l'entrefer.

5.1.3 Modèle du transformateur

Considérons le transformateur de la Figure 5-12.

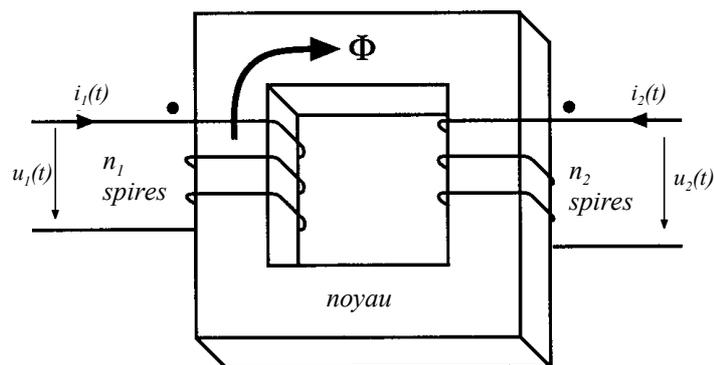


Figure 5-12 : Transformateur à deux bobinages

Le noyau magnétique a une section transversale A_c , une longueur moyenne des lignes de champ l_m et une perméabilité μ .

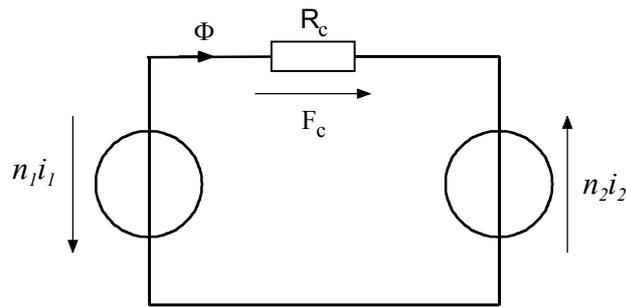


Figure 5-13 : Modèle du transformateur

Comme le montre la Figure 5-13 le circuit équivalent du transformateur, la réluctance du noyau magnétique vaut

Les FMM sont sommées car les courants i_1 et i_2 passent la surface de la fenêtre dans le même sens. La Figure 5-10 conduit à la relation

$$\mathfrak{R} \cdot \Phi = n_1 \cdot i_1 + n_2 \cdot i_2 \quad 5.36$$

5.1.3.1 Transformateur idéal

Dans un transformateur idéal, la réluctance du noyau magnétique est proche de zéro. La FMM, $F_c = \mathfrak{R} \cdot \Phi$ est donc nulle en première approximation

$$0 = n_1 \cdot i_1 + n_2 \cdot i_2 \quad 5.37$$

Par la loi de Faraday, on a

$$\begin{aligned} u_1(t) &= n_1 \cdot \frac{d\Phi}{dt} \\ u_2(t) &= n_2 \cdot \frac{d\Phi}{dt} \end{aligned} \quad 5.38$$

Il est à noter que le flux est identique pour les deux bobinages, l'élimination du flux conduit à

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{u_1(t)}{n_1} = \frac{u_2(t)}{n_2} \quad 5.39$$

En résumé, on a les deux relations principales d'un transformateur idéal

$$\boxed{\frac{u_1(t)}{n_1} = \frac{u_2(t)}{n_2} \quad \text{et} \quad n_1 \cdot i_1 + n_2 \cdot i_2 = 0} \quad 5.40$$

Le transformateur idéal peut être illustré par la Figure 5-14 et la relation 5.40

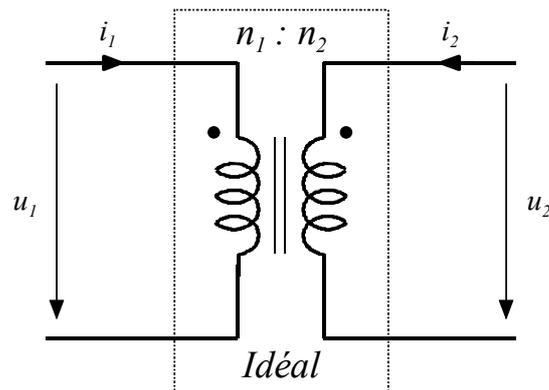


Figure 5-14 : Transformateur idéal

5.1.3.2 Modélisation du transformateur idéal

Le transformateur idéal peut être représenté par un modèle (utile pour la simulation) dont la structure est celle de la figure suivante

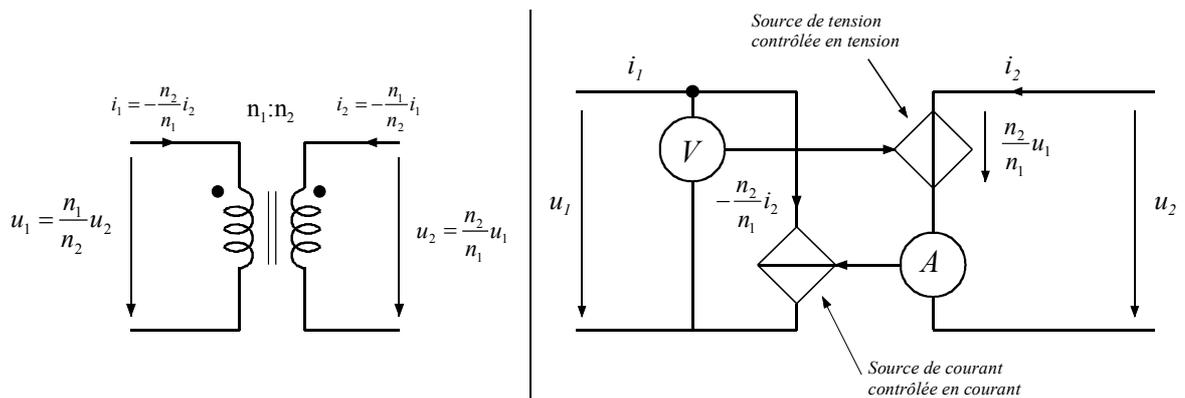


Figure 5-15 : Transformateur idéal : modèle de simulation

5.1.3.3 Inductance magnétisante

Dans le cas réel, la réluctance \mathcal{R} du noyau magnétique est non nulle. On peut écrire les relations

$$\mathcal{R} \cdot \Phi(t) = n_1 \cdot i_1(t) + n_2 \cdot i_2(t) \quad \text{et} \quad u_1(t) = n_1 \cdot \frac{d\Phi(t)}{dt} \quad 5.41$$

l'élimination du flux Φ conduit à

$$u_1(t) = \frac{n_1^2}{\mathcal{R}} \cdot \frac{d}{dt} \left[i_1(t) + \frac{n_2}{n_1} \cdot i_2(t) \right] \quad 5.42$$

Cette équation est de la forme

$$u_1(t) = L_h \cdot \frac{di_h(t)}{dt} \quad 5.43$$

où

$$L_h = \frac{n_1^2}{R}$$

$$i_h = i_1 + \frac{n_2}{n_1} \cdot i_2$$
5.44

sont l'inductance magnétisante et le courant magnétisant rapportés au primaire du transformateur. Le circuit équivalent est illustré à la Figure 5-16

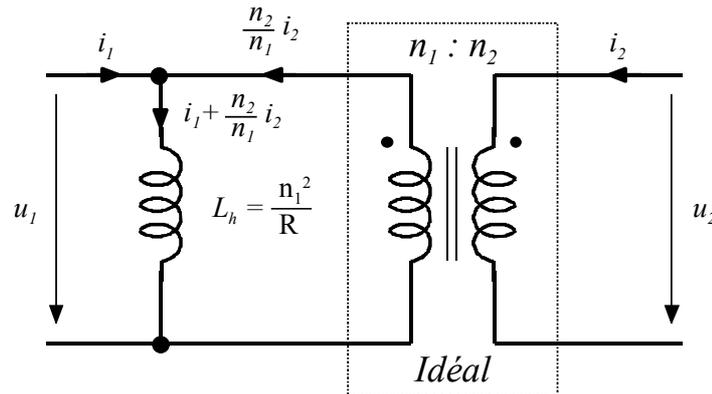


Figure 5-16 : Modèle du transformateur avec inductance magnétisante

L'existence du courant magnétisant entraîne un rapport des courants primaire et secondaire différent du rapport du nombre de spires.

La saturation du transformateur apparaît lorsque le champ d'induction magnétique $B(t)$ excède le niveau de saturation B_{sat} défini pour le noyau donné. Dans ce cas le courant magnétisant $i_h(t)$ augmente car l'impédance de l'inductance magnétisante diminue. Les bobinages du transformateur deviennent des courts-circuits. Il convient de noter qu'une grande augmentation des courants $i_1(t)$ et $i_2(t)$ n'entraîne pas nécessairement l'apparition d'une saturation. La saturation d'un transformateur est plutôt une fonction du produit volt-secondes appliqué aux bobinages. En effet le courant magnétisant est donné par

$$i_h(t) = \frac{1}{L_h} \cdot \int u_1(t) \cdot dt$$
5.45

ou encore, en terme de champ d'induction

$$B(t) = \frac{1}{n_1 \cdot A_c} \cdot \int u_1(t) \cdot dt$$
5.46

Le champ d'induction et le courant magnétisant deviennent suffisamment grands pour saturer le noyau magnétique lorsque l'intégrale volt-secondes λ_1 devient trop grande.

$$\lambda_1 = \int_{t_1}^{t_2} u_1(t) \cdot dt$$
5.47

Pour un niveau de saturation donné, le champ d'induction devrait diminuer en accroissant le nombre de spires, ou la section transversale du noyau magnétique. Ajouter un entrefer n'a aucun effet sur la saturation puisqu'il y a pas modification de la relation 5.46. Un entrefer

rendra simplement le transformateur moins idéal car l'inductance de magnétisation L_h va décroître, entraînant un accroissement du courant magnétisant $i_h(t)$ sans changement de $B(t)$. Le mécanisme de saturation d'un transformateur diffère de celui d'une inductance car pour le transformateur la saturation est déterminée par la forme de la tension appliquée aux bobinages plutôt que le courant comme c'est le cas pour une inductance.

5.1.3.4 Inductances de fuites

En pratique la totalité du flux couplé à chaque bobinage ne passe pas entièrement au travers des autres bobinages. Chaque bobinage est donc entouré de flux de fuite conduisant à une inductance de fuite, laquelle est en série avec le bobinage. La Figure 5-17 illustre ce comportement.

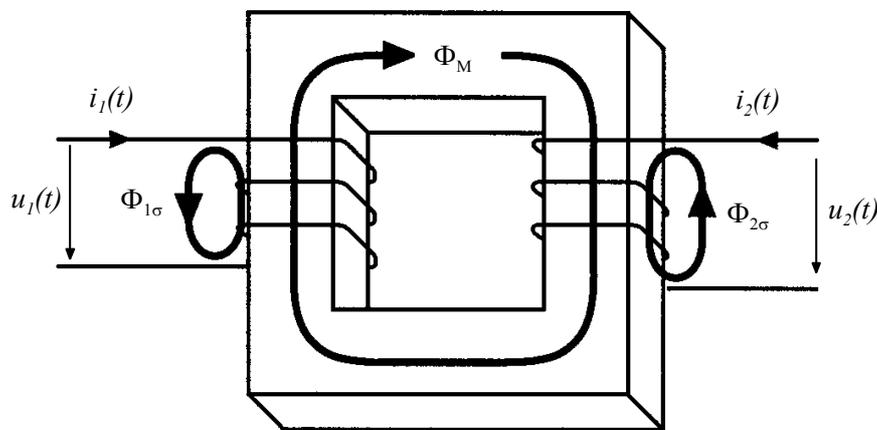


Figure 5-17 : Transformateur avec flux de fuite et couplage partiel

La Figure 5-18 montre le modèle électrique équivalent du transformateur intégrant les inductances de fuite $L_{1\sigma}$ et $L_{2\sigma}$. Ces inductances de fuites font que le rapport $u_1(t)/u_2(t)$ diffère du rapport du nombre de spires entre les deux bobinages n_1/n_2 . Reste à ajouter les résistances des bobinages primaire R_1 et secondaire R_2 .

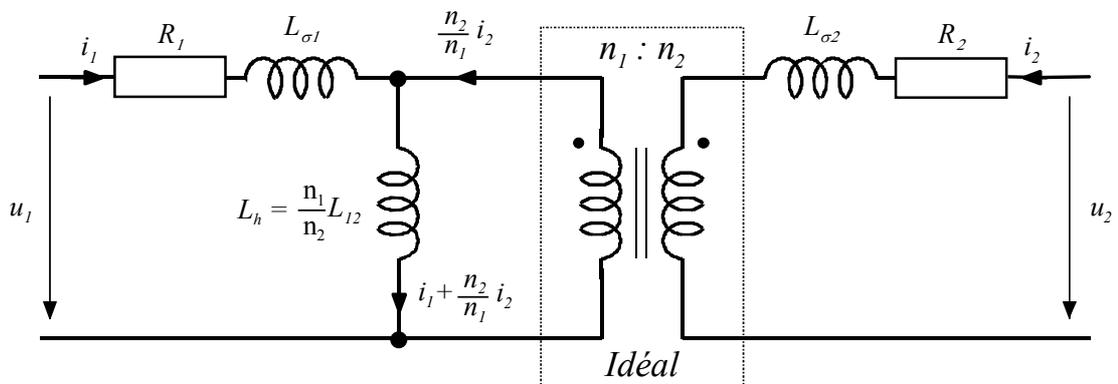


Figure 5-18 : Modèle du transformateur avec inductance magnétisante et inductances de fuites (1)

Ou après transformation, c'est à dire en ramenant l'inductance de fuite $L_{\sigma 2}$ et la résistance de bobinage R_2 du secondaire au primaire, on obtient le schéma équivalent de la Figure 5-19

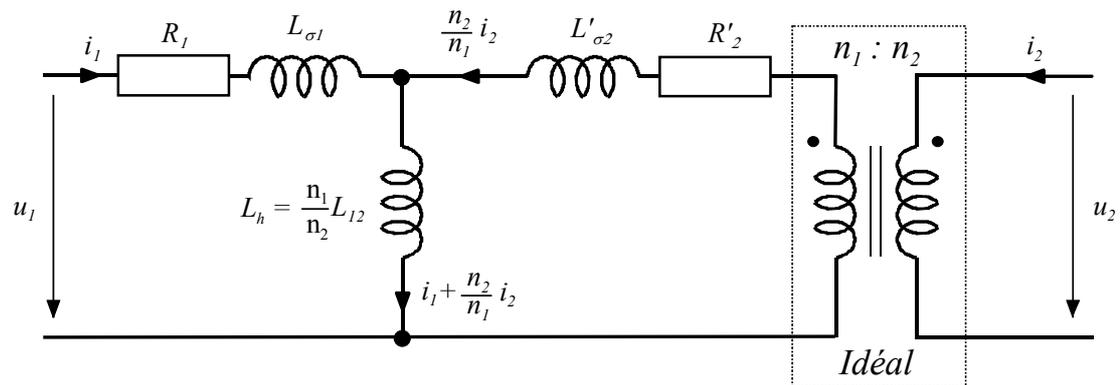


Figure 5-19 : Modèle du transformateur avec inductance magnétisante et inductance de fuite (2)

avec :

$$R'_2 = \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 R_2 \quad 5.48$$

$$L'_2 = \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 L_2$$

Les éléments $L_{12} = L_{21}$ sont appelés inductances mutuelles et sont données par la relation

$$L_{12} = L_{21} = \frac{n_1 \cdot n_2}{\mathfrak{R}} = \frac{n_2}{n_1} \cdot L_h \quad 5.49$$

Les éléments L_{11} et L_{22} sont appelés inductances propres du primaire respectivement du secondaire et obéissent à la relation

$$L_{11} = L_{1\sigma} + \frac{n_1}{n_2} \cdot L_{12} \quad 5.50$$

$$L_{22} = L_{2\sigma} + \frac{n_2}{n_1} \cdot L_{12}$$

Ces relations ne donnent pas explicitement le rapport de transformation n_1/n_2 . Le rapport de transformation effectif est donné par la relation

$$n_e = \sqrt{\frac{L_{22}}{L_{11}}} \quad 5.51$$

et le coefficient de couplage par

$$k = \frac{L_{12}}{\sqrt{L_{11} \cdot L_{22}}} \quad 5.52$$

Le coefficient de couplage k se trouve dans l'intervalle $0 \leq k \leq 1$ et représente le degré de couplage magnétique entre le primaire et le secondaire du transformateur. Dans un transformateur à couplage parfait, les inductances de fuite $L_{1\sigma}$ et $L_{2\sigma}$ sont nulles, le coefficient

de couplage k est égal à 1. La construction de transformateurs basse tension ayant un coefficient de couplage k jusqu'à 0.99 sont parfaitement réalisables. Lorsque le coefficient de couplage est proche de 1, le rapport de transformation effectif n_e est approximativement égale au rapport du nombre de spires n_1/n_2 .

5.1.3.5 Pertes dans les circuits magnétiques

L'apport d'énergie est nécessaire pour effectuer une modification de la magnétisation d'un noyau magnétique. La totalité de cette énergie n'est pas convertie en énergie électrique, une fraction de cette dernière constitue des pertes par effet joule. La puissance correspondant à une partie de cette énergie est dissipée dans le parcours du cycle d'hystérèse de la caractéristique B-H. Considérons une inductance constituée de n spires parcourues par un courant présentant une périodicité de fréquence f . L'énergie transitant dans le noyau magnétique sur un cycle est

$$W = \int_{\text{Un cycle}} u(t) \cdot i(t) \cdot dt \quad 5.53$$

En utilisant les caractéristiques B-H du noyau magnétique et en substituant $B(t)$ à $u(t)$ et $H(t)$ à $i(t)$, on peut écrire

$$\begin{aligned} W &= \int_{\text{Un cycle}} \left(n \cdot A_c \cdot \frac{dB(t)}{dt} \right) \cdot \left(\frac{H(t) \cdot l_m}{n} \right) \cdot dt \\ &= (A_c \cdot l_m) \cdot \int_{\text{Un cycle}} H \cdot dB \end{aligned} \quad 5.54$$

Le terme $A_c \cdot l_m$ représente le volume du noyau magnétique, alors que l'intégrale n'est rien d'autre que la surface du cycle d'hystérèse parcouru.

$$\begin{aligned} (\text{Energie perdue par cycle}) &= \\ &(\text{volume du noyau magnétique}) \cdot (\text{surface du cycle } B - H) \end{aligned} \quad 5.55$$

Les pertes par hystérèse B-H sont égales à l'énergie perdue par cycle multipliée par la fréquence de parcours du cycle

$$P_H = (f) \cdot (A_c \cdot l_m) \cdot \int_{\text{Un cycle}} H \cdot dB \quad 5.56$$

5.2 CONVERTISSEUR À STOCKAGE INDUCTIF AVEC ISOLATION GALVANIQUE

5.2.1 Montage FLYBACK

5.2.1.1 Généralités

Le montage Flyback est basé sur celui du hacheur à stockage inductif (Buck-Boost convertter ou step-down/up convertter), comme l'illustre la Figure 5-20

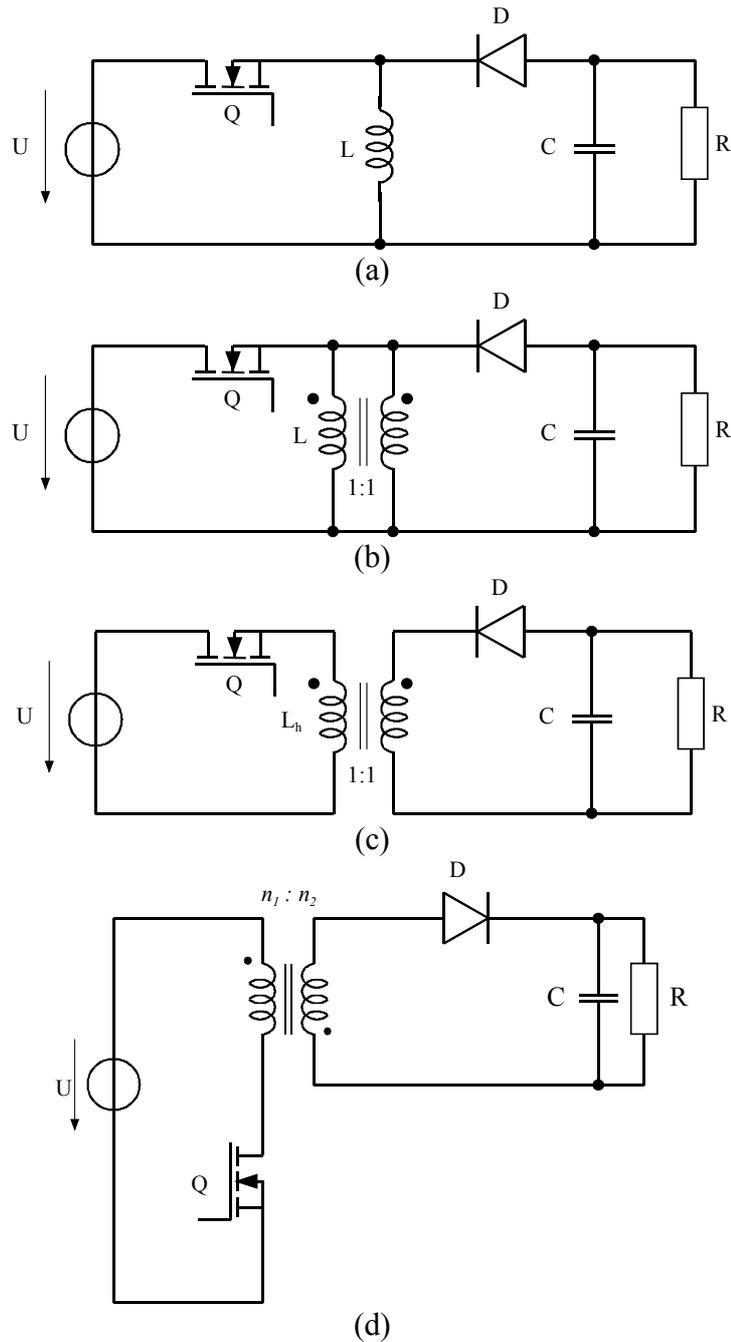


Figure 5-20 : Dérivation du hacheur Flyback

La fonction de base de l'inductance est inchangée et la mise en parallèle des bobinages (Figure 5-20 (b)) est équivalente à un bobinage unique. À la Figure 5-20 (c), la connexion entre les

deux bobinages est rompue. Un des bobinages est utilisé lorsque le transistor Q conduit tandis que le second est actif lorsque la diode D est conductrice. Le courant totalisé est inchangé entre les Figure 5-20 (b) et (c), cependant le courant est distribué de manière différente. Le courant magnétisant dans le matériau magnétique est en tout point identique dans les deux cas. La Figure 5-20 (d) est fonctionnellement identique à la Figure 5-20 (c). Pour des raisons de simplification pratique, le transistor Q est placé de manière à pouvoir utiliser le retour de l'alimentation comme référence. De plus, pour facilité la compréhension, le bobinage secondaire est retourné ainsi que la polarité de la diode. Pour l'analyse de ce montage, on utilisera le modèle défini dans à la section précédente, illustré à la Figure 5-21.

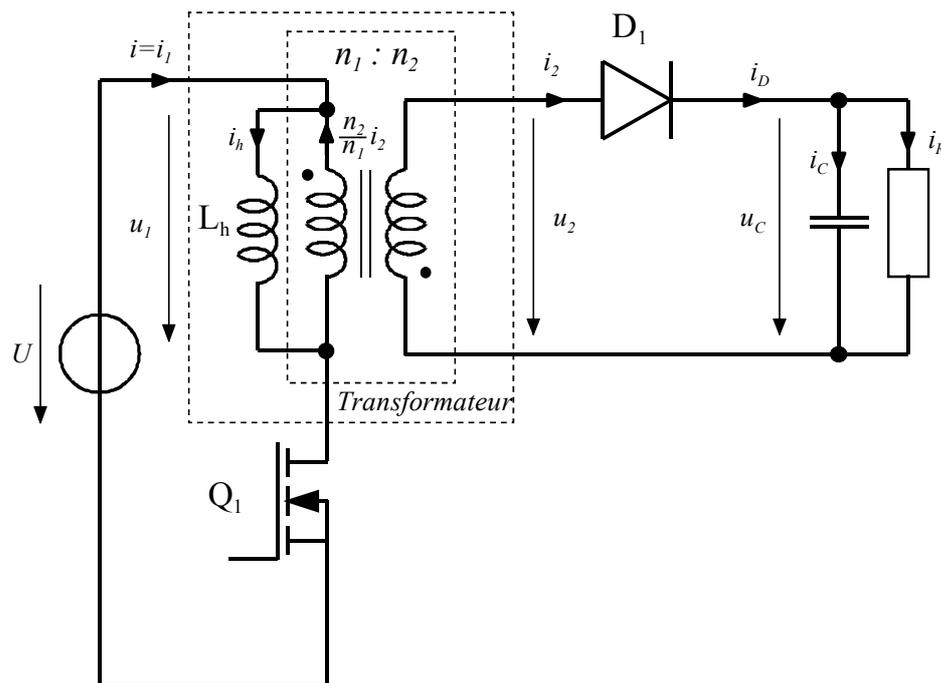
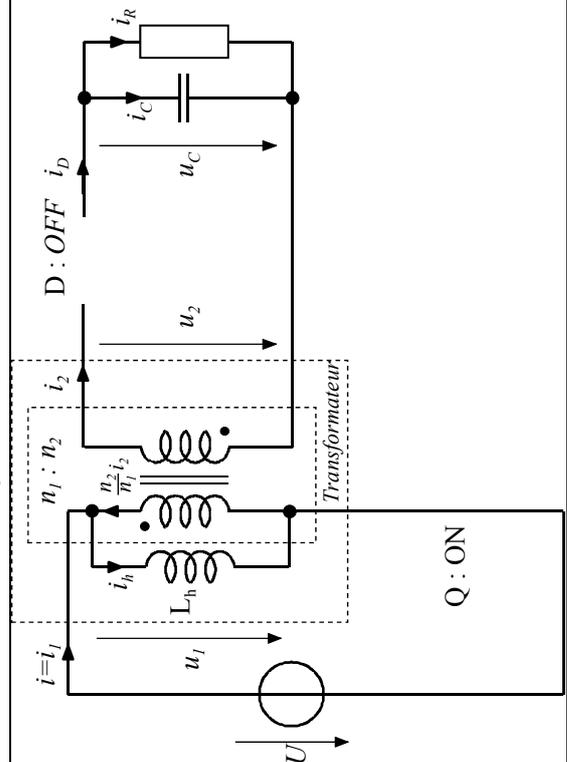
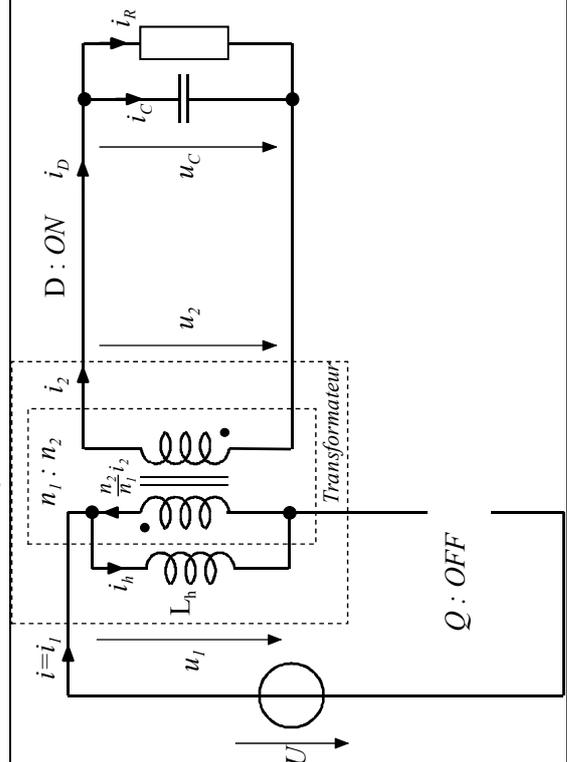


Figure 5-21 : Montage Flyback avec modèle du transformateur réel

Lorsque le transistor Q_1 conduit, l'énergie délivrée par la source est stockée dans l'inductance magnétisante L_h . Lorsque la diode conduit, l'énergie stockée est transférée à la charge avec une tension et un courant dont le niveau est défini par le rapport de transformation n_1/n_2 .

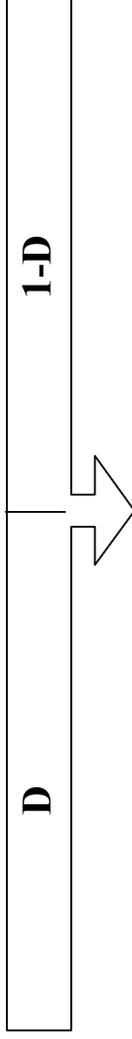
5.2.1.2 Conduction continue

5.2.1.2.1 Relations générales en conduction continue

$0 \leq t < t_e = D \cdot T_p$ Q conduit, D ouvert 	$D \cdot T_p = t_e \leq t < T_p$ Q ouvert, D conduit 
<p>Hypothèse : $u_c = U_C \Rightarrow \Delta u_c = 0$, l'ondulation de la tension aux bornes du condensateur est nulle</p>	
<p>Tension aux bornes de l'inductance magnétisante</p> $U_1^{[t_e]} = U = L_h \cdot \frac{\Delta i_h^{[t_e]}}{t_e}$	$U_1^{[t_d]} = -\frac{n_1}{n_2} U_C = L_h \cdot \frac{\Delta i_h^{[t_d]}}{t_d}$

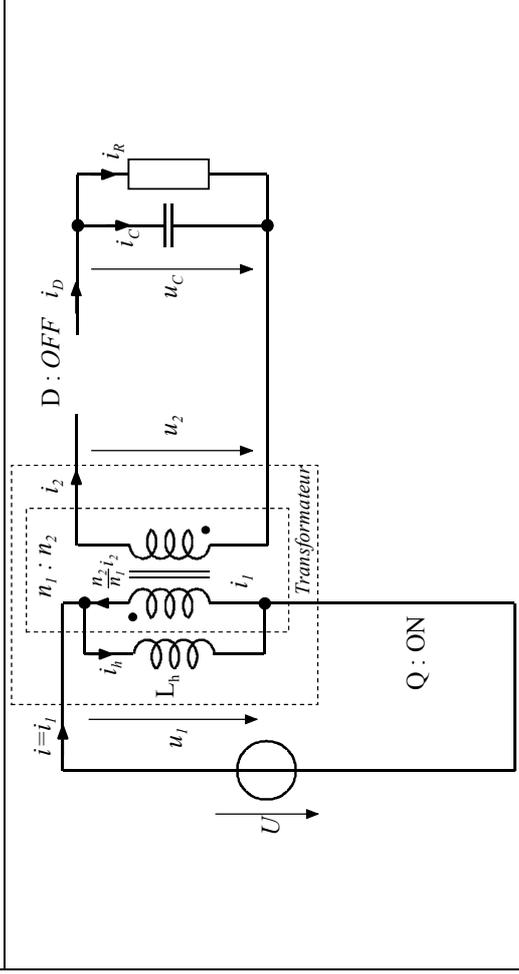
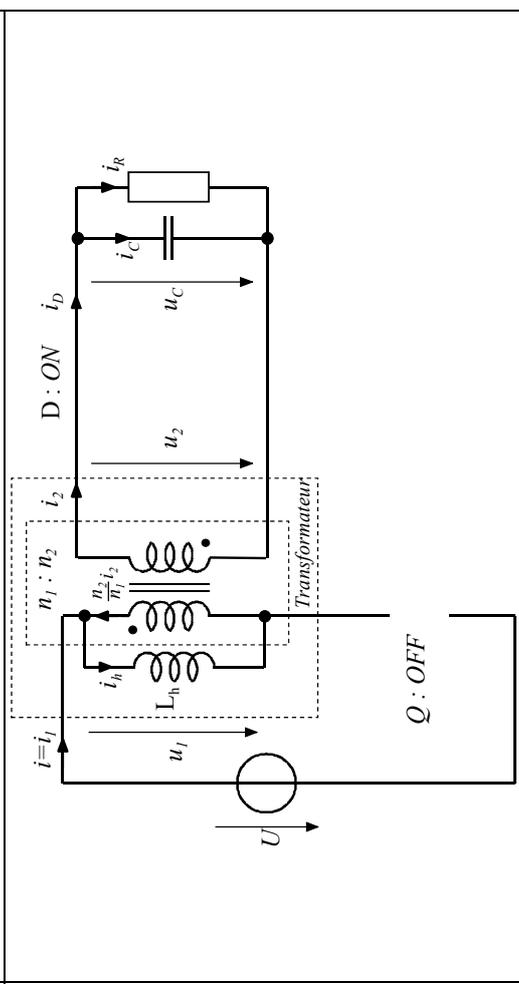
$I_C^{[t_e]} = -I_R^{[t_e]} = -I_R$	<i>Courant moyen dans le condensateur</i>	$I_C^{[t_d]} = \frac{n_1}{n_2} I_h - I_R^{[t_d]}$
$I = I_h$	<i>Courant moyen fourni par l'alimentation (courant moyen dans le transistor Q)</i>	$I = 0$
$I_D^{[t_e]} = 0$	<i>Courant moyen dans la diode</i>	$I_D^{[t_d]} = \frac{n_1}{n_2} I_h$

Valeurs moyennes pondérées



$D \cdot U_1^{[t_e]} + (1-D) \cdot U_1^{[t_d]} = D \cdot (U) + (1-D) \cdot \left(-\frac{n_1}{n_2} U_C\right) = 0$	\Rightarrow	$U_C = \frac{n_2}{n_1} \frac{D}{1-D} \cdot U$
$D \cdot I_C^{[t_e]} + (1-D) \cdot I_C^{[t_d]} = D \cdot (-I_R) + (1-D) \cdot \left(-I_R + \frac{n_1}{n_2} I_h\right) = 0$	\Rightarrow	$I_R = \frac{n_1}{n_2} (1-D) \cdot I_h$
$I = D \cdot I^{[t_e]} + (1-D) \cdot I^{[t_d]} = D \cdot I_h$	\Rightarrow	$I = D \cdot I_h$
$I_D = D \cdot I_D^{[t_e]} + (1-D) \cdot I_D^{[t_d]} = (1-D) \cdot I_L$	\Rightarrow	$I_D = \frac{n_1}{n_2} (1-D) \cdot I_h$

5.2.1.2.2 Ondulation de courant dans le domaine de la conduction continue

$0 \leq t < t_e = D \cdot T_p$	$D \cdot T_p = t_e \leq t < T_p$
<p>Q conduit, D ouvert</p> 	<p>Q ouvert, D conduit</p> 
<p>Ondulation de courant aux bornes de l'inductance</p> $\Delta i_h^{[t_e]} = \frac{U}{L_h} \cdot t_e = \frac{U}{L_h} \cdot t_e$ $\Delta i_h^{[t_d]} = \frac{U_L^{[t_d]}}{L_h} \cdot t_d = -\frac{n_1 U_C}{n_2 L_h} \cdot t_d$ <div style="border: 1px solid black; padding: 10px; width: fit-content; margin: 10px auto;"> $U_h = 0 \Rightarrow \Delta i_h = \Delta i_h^{[t_e]} = -\Delta i_h^{[t_d]}$ </div> $\Delta i_h = i_{h,MAX} - i_{h,MIN} = \frac{U \cdot T_p}{L_h} \cdot D = \frac{n_1 U_C \cdot T_p}{n_2 L} \cdot (1 - D)$	

La Figure 5-22 montre les divers courants et tensions apparaissant dans le montage Flyback en conduction continue.

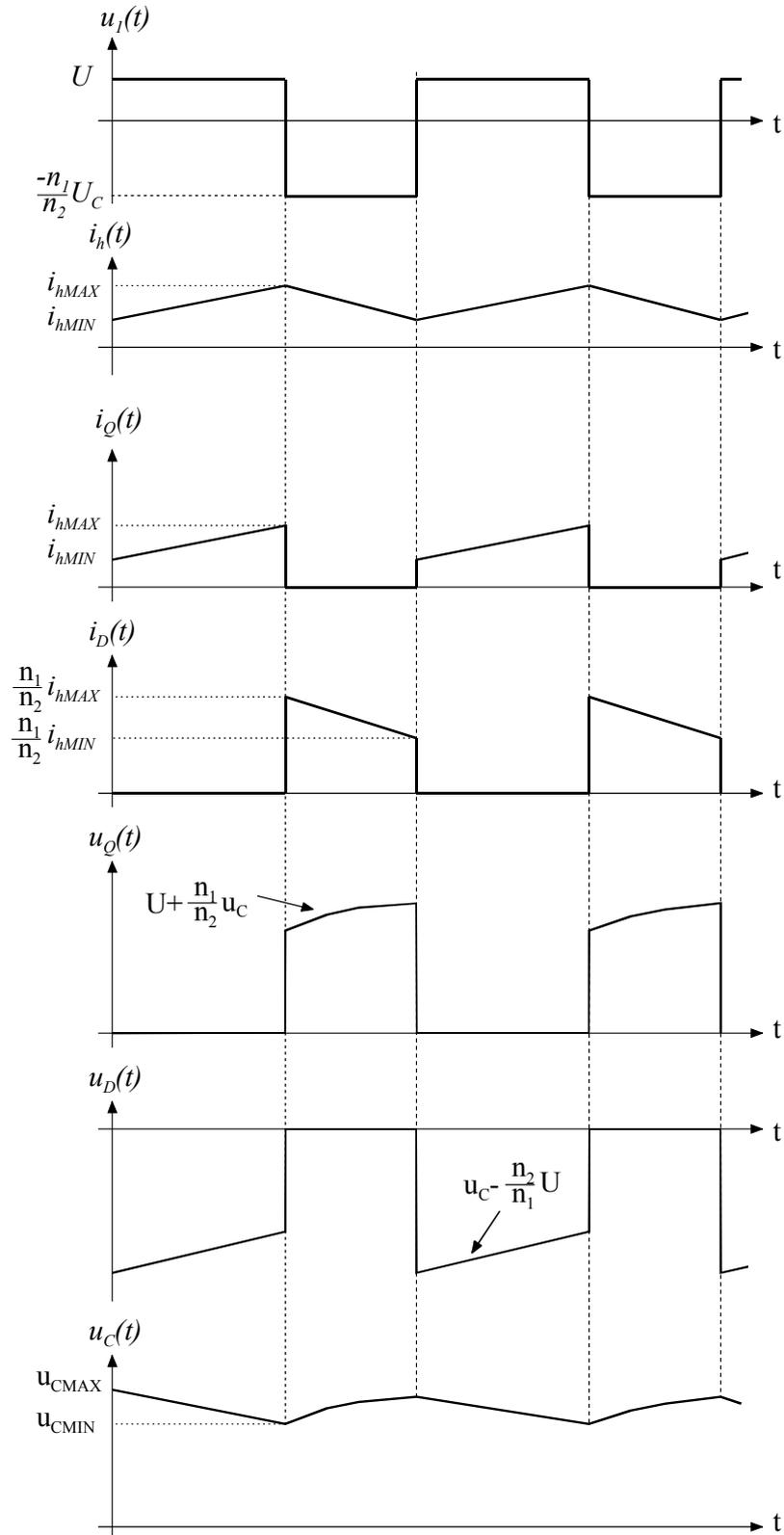


Figure 5-22 : Conduction continue

Pour des raisons de choix de transistor, il est également important de connaître la tension maximum aux bornes de ce dernier. On peut dire que durant l'intervalle $t_c \leq t < T_p$

$$u_Q = U + \frac{n_1}{n_2} U_C = \frac{U}{1-D}. \quad 5.57$$

5.2.1.3 Limite de la conduction continue

Les résultats peuvent être obtenus par similitude avec le cas du hacheur à stockage inductif. Notons qu'il existe un fonctionnement en régime d'auto-oscillation. Dans ce mode, le transistor est ouvert lorsque le courant magnétisant du transformateur atteint une valeur déterminée. La prochaine fermeture du transistor aura lieu lorsque le courant dans la diode sera nul.

Ce mode présente deux avantages et deux inconvénients

- La mise en conduction du transistor et le blocage de la diode se font à courant nul. Cela réduit les pertes de commutation du transistor et les perturbations induites par la charge de recouvrement de la diode.
- Les valeurs du flux et, par-là, du courant magnétisant sont réduites. L'énergie stockée dans l'inductance de magnétisation est moins importante, ce qui permet la réduction de la taille du transformateur.
- L'ondulation du courant magnétisant est plus forte, ce qui augmente le facteur de dimensionnement du transformateur
- Le fonctionnement à fréquence variable rend plus difficile le filtrage

5.2.1.3.1 Fonctionnement en conduction intermittente

Dans ce cas également, il existe une similitude avec le hacheur à stockage inductif

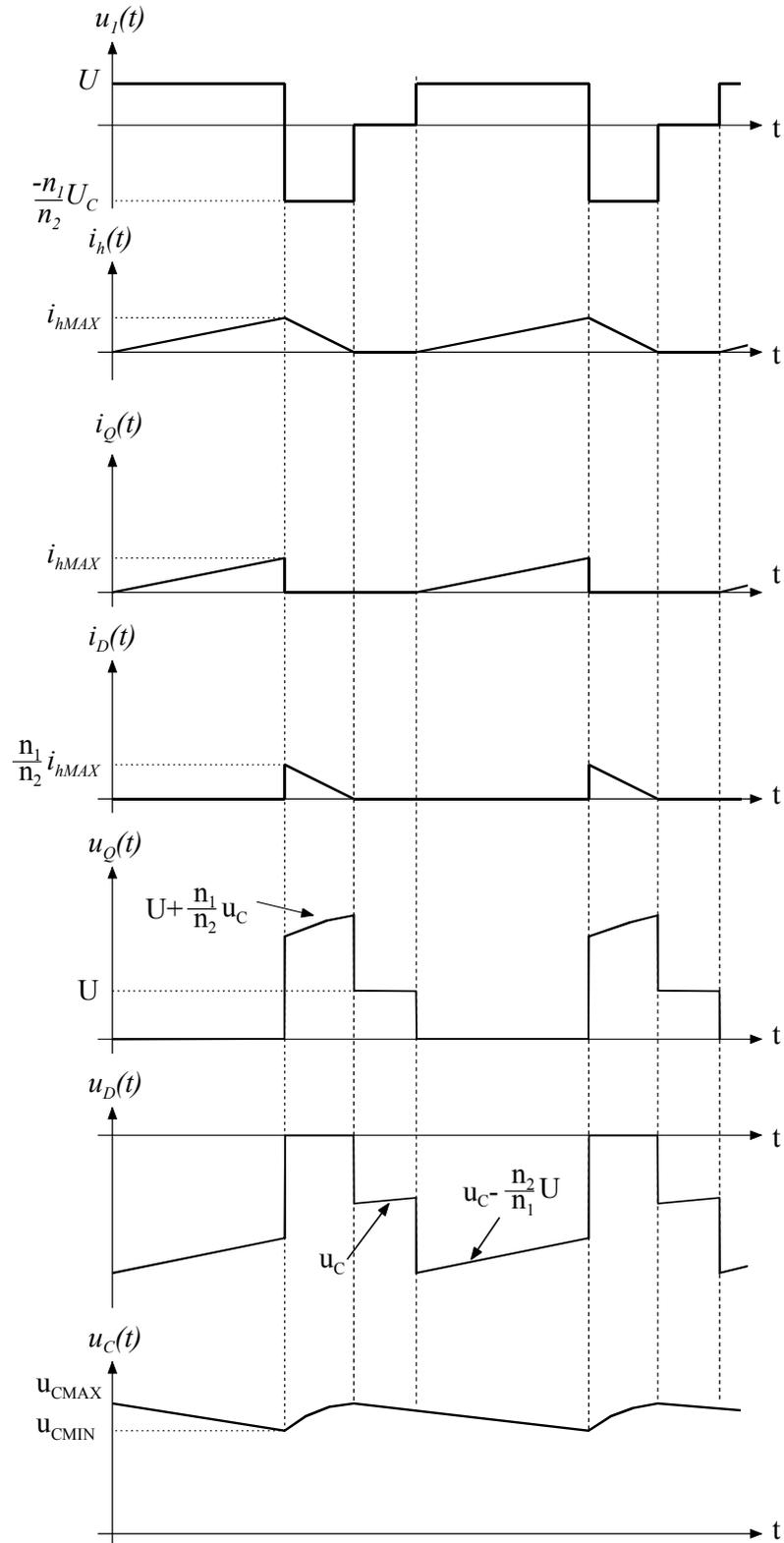


Figure 5-23 : Conduction intermittente

5.2.1.4 Considération sur le transfert d'énergie

Le montage Flyback travaille selon deux phases distinctes. La première correspond à un stockage d'énergie sous forme de champs magnétique dans le transformateur, le secondaire de ce dernier étant ouvert. La seconde correspond à une restitution de cette énergie au secondaire du transformateur.

Deux modes opératoires sont clairement identifiables :

- Transfert complet d'énergie (mode de conduction intermittent), mode dans lequel l'énergie stockée lors de la fermeture du transistor est complètement restituée (aux pertes près) au secondaire lors de la phase d'ouverture du transistor.
- Transfert partiel d'énergie (mode de conduction continue), mode dans lequel seule une partie de l'énergie stockée dans le transformateur est restituée au secondaire

5.2.1.4.1 Phase de stockage de l'énergie

Lorsque le transistor Q est fermé, le primaire du transformateur est alimenté par la source de tension U. La diode D placée à la sortie du secondaire est en polarisation inverse et par conséquent aucun courant circule dans le bobinage secondaire. Durant cette phase de stockage, seul le bobinage primaire est actif et le transformateur peut être traité comme une simple inductance. Le temps d'enclenchement du transistor étant beaucoup plus petit que la constante de temps électrique du bobinage primaire, on peut admettre une croissance linéaire du courant dans ce dernier. Le champ d'induction magnétique B va donc croître de B_r (Induction rémanente) à B_{max} (correspondant au courant maximum dans le bobinage primaire). La Figure 5-24 illustre cette phase

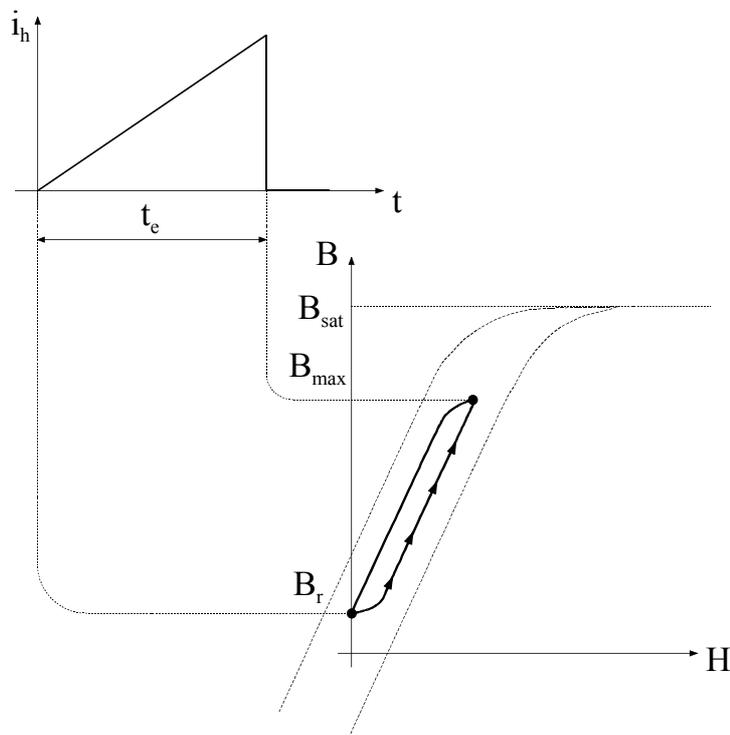


Figure 5-24 : Phase de stockage d'énergie

5.2.1.4.2 Phase de transfert de l'énergie

Lorsque le transistor est ouvert, le courant dans le bobinage primaire du transformateur est nul. Le courant magnétisant circule maintenant dans secondaire du transformateur, la diode placée sur la sortie étant conductrice. Le niveau de ce courant dépend du rapport de transformation alors que son sens est celui défini par la loi de Lenz. Durant la phase "Flyback", le courant magnétisant va décroître jusqu'à la qu'il atteigne zéro dans le cas du transfert complet d'énergie ou jusqu'au moment de la fermeture du transistor dans le cas d'un transfert d'énergie partielle. La Figure 5-25 illustre cette phase

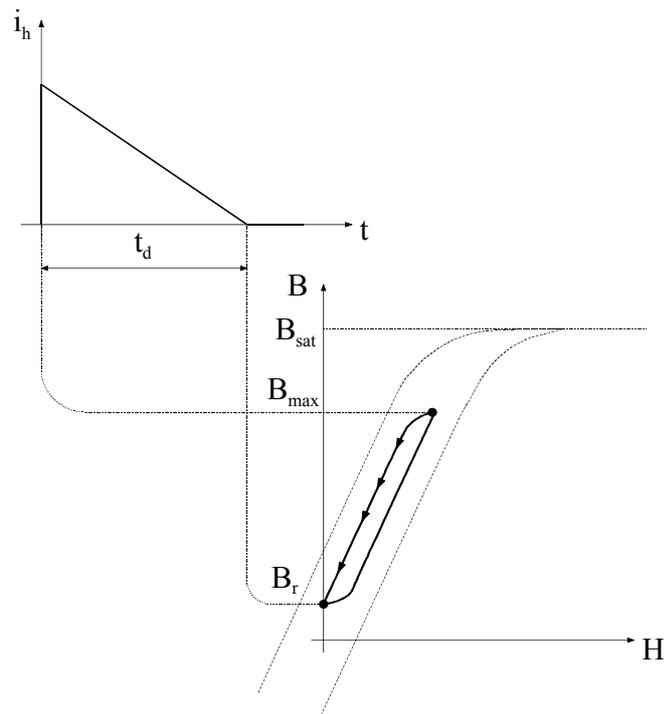


Figure 5-25 : Phase de transfert d'énergie

5.2.1.4.3 Transfert complet d'énergie

Pour un mode de transfert complet d'énergie, le courant magnétisant s'annule, lors de la phase de transfert, avant la fermeture du transistor (origine de la période de commutation suivante). Le champ d'induction magnétique B passe de sa valeur maximum B_{\max} à sa valeur rémanente B_r (valeur correspondant à un courant magnétisant nul).

5.2.1.4.4 Transfert partiel d'énergie

En régime permanent ($U = \text{cte}$ et $U_C = \text{cte}$), la croissance et la décroissance du courant magnétisant ne peuvent pas varier. Par contre, lors d'une phase transitoire correspondant par exemple à un accroissement du courant de charge, le temps d'enclenchement du transistor Q_1 augmente et par voie de conséquence, le temps de transfert d'énergie diminue. Le courant magnétisant ne s'annule plus à la fin d'une période de pulsation. Le mode de conduction est continu et lors du retour en régime permanent, l'énergie transférée de l'entrée vers la sortie est augmentée.

Il est important de ne pas faire une confusion sur le terme de transfert partiel d'énergie. En mode de conduction continue, l'énergie fournie par la source est transférée aux pertes près à la sortie. Par contre, le courant magnétisant n'étant jamais nul on peut dire qu'une énergie magnétique subsiste

dans le transformateur. La valeur de cette énergie résiduelle est identique à chaque fin de période de pulsation. Elle sera restituée lors du passage du mode de conduction continue au mode de conduction intermittent, par exemple lors d'une diminution du courant de charge.

5.2.1.4.5 Capacité de transmission d'énergie d'un transformateur

Le courant magnétisant d'un montage Flyback est unipolaire. Le transformateur travaille donc dans le quadrant I uniquement. On peut montrer que pour un même transformateur, il est possible d'augmenter le transfert d'énergie. La Figure 5-26 montre qu'en ajoutant un entrefer, il est possible pour un transformateur de transmettre plus de puissance en conduction continue (transfert partiel d'énergie) que ce même transformateur sans entrefer le ferait en conduction discontinue (transfert complet d'énergie).

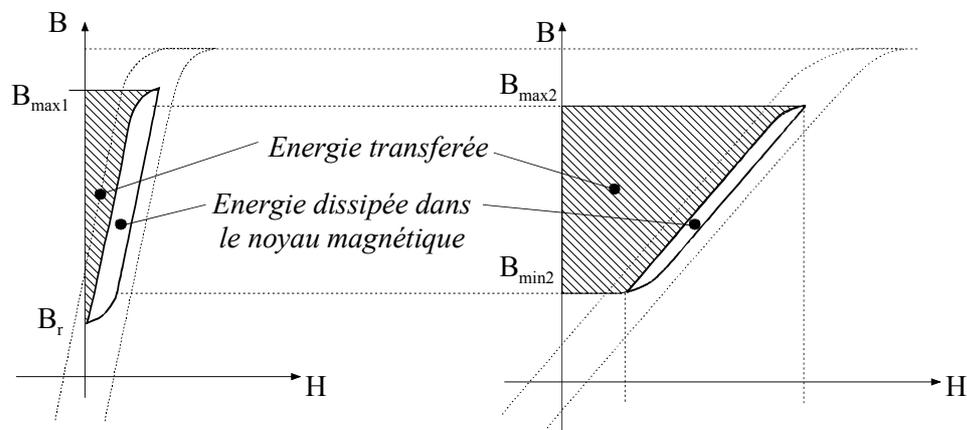


Figure 5-26 : Influence d'un entrefer sur le transfert d'énergie

5.2.1.5 Dimensionnement du transformateur d'un montage Flyback

Dans ce paragraphe, nous allons utiliser une approche itérative pratique pour le dimensionnement du transformateur utilisé dans un montage Flyback. Les points principaux sont la sélection du noyau magnétique (taille et matériau), dimensionnement de l'inductance de champ principal, de l'entrefer, le nombre de spires au primaire.

5.2.1.5.1 Paramètre du noyau et effet de l'entrefer

La Figure 5-27 montre l'allure typique du cycle d'hystérèse B/H pour un noyau en ferrite, sans et avec entrefer. Il faut noter que la perméabilité (pente) du cycle d'hystérèse varie avec la longueur de l'entrefer. Par contre le niveau de saturation du champ d'induction magnétique B_{sat} reste le même. Le niveau du champ magnétique H est beaucoup plus élevé et le champ d'induction magnétique rémanent est beaucoup plus petit dans le cas d'un entrefer non nul. L'adjonction d'un entrefer est donc largement profitable dans le cas d'un transformateur pour montage Flyback, lequel travaille uniquement dans le premier quadrant de la caractéristique B/H.

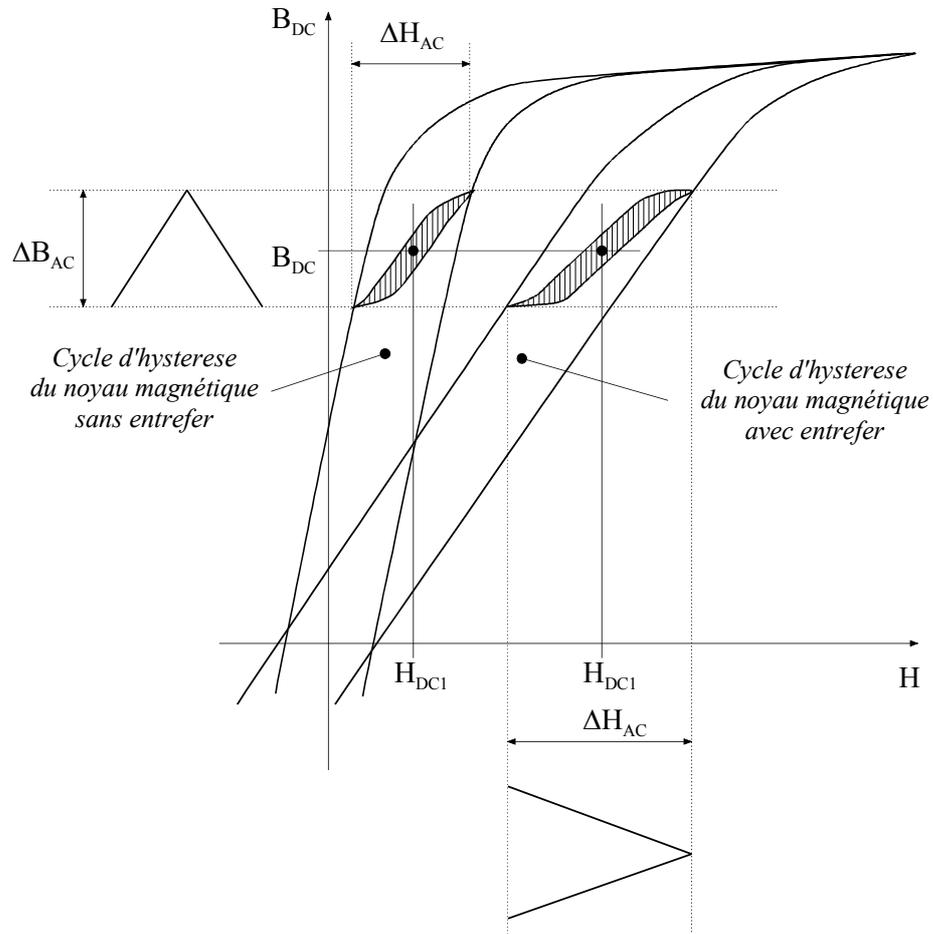


Figure 5-27 :Caractéristiques magnétiques typiques d'un transformateur utilisé dans un montage Flyback

5.2.1.5.2 Effet d'un entrefer sur les conditions AC

La Figure 5-28 montre clairement que l'augmentation de l'entrefer entraîne une diminution de la pente de la caractéristique B/H mais ne change pas la valeur crête-crête du champ d'induction magnétique ΔB_{AC} . En effet ΔB_{AC} est proportionnel au produit de la tension appliquée au primaire par le temps d'enclenchement du transistor, et par conséquent ΔB_{AC} est défini par les conditions AC extérieures, et non pas par la taille de l'entrefer.

Par contre cette augmentation de l'entrefer provoque une augmentation de la valeur crête-crête du champ magnétique ΔH_{AC} . Ceci correspond à une diminution effective de la perméabilité du circuit magnétique et par conséquent une diminution de l'inductance de champ principal..

On peut donc dire que les conditions AC appliquées agissent sur l'axe vertical des caractéristiques B/H, provoquant une modification du champ magnétique ΔH_{AC} . Dans ce cas H doit être considéré comme une variable dépendante.

Une erreur classique est de croire qu'un circuit magnétique saturé, suite à un nombre de spires primaire insuffisant ou un produit $U \cdot t_e$ excessif, peut être corrigé par l'adjonction d'un entrefer. Ceci est faux car l'entrefer ne modifie pas le niveau du champ d'induction magnétique de saturation B_{sat} . Par contre l'introduction d'un entrefer réduit la valeur du champ d'induction magnétique rémanent B_r et par conséquent permet d'augmenter la plage de travail de ΔB_{AC} , ce qui peut être intéressant dans le cas de la conduction intermittente.

5.2.1.5.3 Effet d'un entrefer sur les conditions DC

Un courant continu dans le bobinage (conduction continue) produit un champ magnétique H_{DC} proportionnel. Pour un courant de charge donné, H_{DC} est parfaitement défini. On voit donc que pour les conditions DC, B_{DC} doit être considérée comme une variable dépendante.

La Figure 5-27 montre que l'adjonction d'un entrefer permet au circuit magnétique de supporter un champ magnétique H_{DC} beaucoup plus important sans apparition de saturation. Par conséquent, un entrefer est très efficace pour prévenir la saturation du circuit magnétique lorsque qu'il y a une composante de courant DC (amélioration de la plage de conduction continue).

5.2.1.5.4 Conclusions

Le produit de la tension appliquée au primaire par le temps d'enclenchement du transistor Q_1 et la section du circuit magnétique A_e définissent la valeur AC crête-crête du champ d'induction magnétique ΔB_{AC} . Le courant continu (charge), le nombre de spires et la longueur équivalente du circuit magnétique définissent la valeur du champ magnétique H_{DC} . Ou en d'autres mots, un nombre de spires et une section du circuit magnétique suffisante doivent être assurés pour supporter les conditions AC alors qu'un entrefer suffisant permet d'éviter la saturation du circuit magnétique en accord avec les conditions DC.

5.3 CONVERTISSEUR DE TYPE SÉRIE AVEC ISOLATION GALVANIQUE

5.3.1 Montage FORWARD

Le montage Forward est dérivé du montage Buck. La continuité du courant de sortie, comme pour tous les montages dérivés du montage Buck, fait que le convertisseur Forward est très bien adapté aux applications demandant de fort courant de sortie.

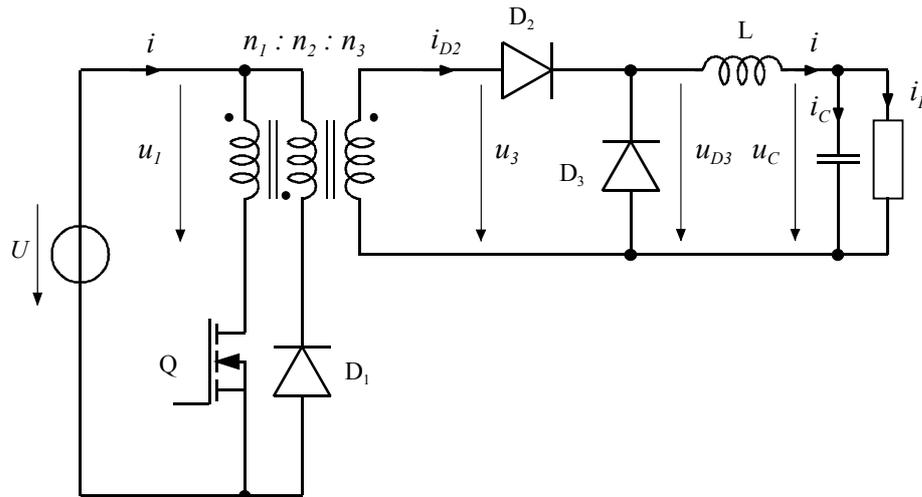


Figure 5-28 : Montage Forward

5.3.1.1 Généralités

La Figure 5-29 illustre le montage Forward avec le modèle équivalent du transformateur

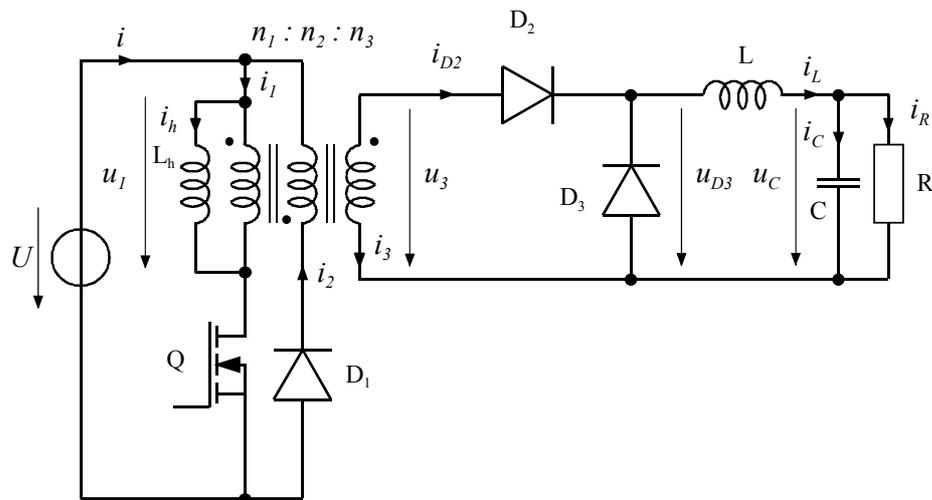


Figure 5-29 : Montage Forward avec modèle du transformateur réel

5.3.1.2 Intervalle de conduction du transistor

Durant le premier intervalle de la période de pulsation T_p , le transistor Q_1 est conducteur. La diode D_2 est polarisée dans le sens passant alors que les diodes D_1 et D_3 sont bloquées. la tension U de la source est appliquée aux bornes du bobinage primaire du transformateur et le courant magnétisant i_h croît linéairement pour atteindre un maximum à la fin du temps d'enclenchement

$$i_{hMAX} = i_h(t_e) = \frac{U}{L_h} \cdot t_e = \frac{U \cdot T_p}{L_h} \cdot D \quad 5.58$$

la tension aux bornes de D_3 vaut

$$u_{D3} = \frac{n_3}{n_1} U \quad 5.59$$

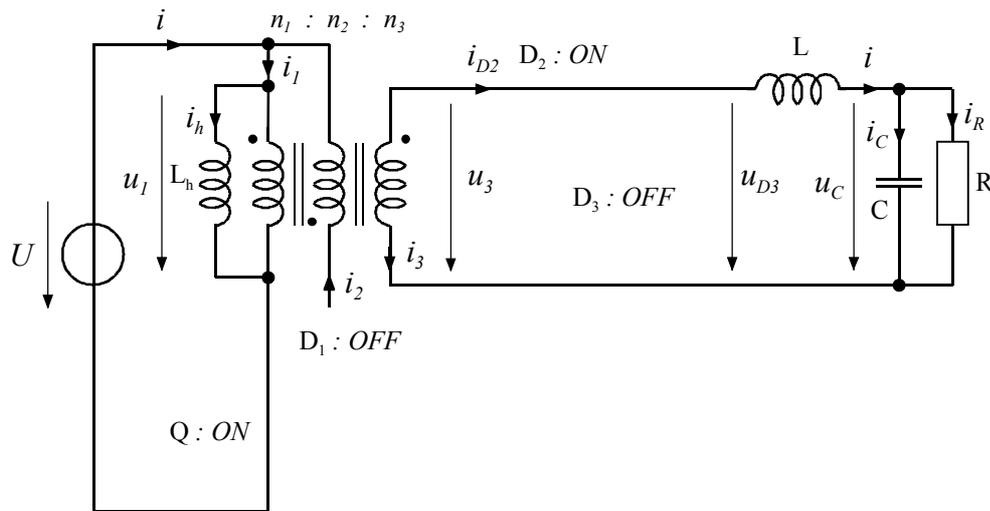


Figure 5-30 : Montage Forward avec Q_1 et D_2 conducteurs

5.3.1.3 Extinction du courant magnétisant

Le second intervalle commence lorsque le transistor Q_1 est déclenché. La Figure 5-31 illustre les parties actives dans cet intervalle. Le courant magnétisant $i_h(t)$ est positif et doit continuer de circuler. Puisque le transistor Q_1 est ouvert, le circuit équivalent montre que le courant magnétisant i_h en conjonction avec le sens des bobinages primaire et auxiliaire entraîne la polarisation de la diode D_1 dans le sens direct et par conséquent la circulation d'un courant dans le bobinage auxiliaire. Le courant dans le bobinage auxiliaire vaut

$$i_2(t) = \frac{n_1}{n_2} i_h(t) \quad 5.60$$

La tension aux bornes du bobinage auxiliaire est égale à

$$u_2(t) = U_2 = -U \quad 5.61$$

et par conséquent, la tension aux bornes de l'inductance magnétisante, référée au primaire du transformateur est exprimée par la relation

$$u_1(t) = \frac{n_1}{n_2} \cdot u_2(t) = -\frac{n_1}{n_2} \cdot U \quad 5.62$$

Cette tension négative aux bornes de l'inductance magnétisante entraîne une décroissance de courant magnétisant dont la dérivée vaut

$$\frac{d}{dt} i_h(t) = -\frac{n_1}{n_2} \cdot \frac{U}{L_h} \quad 5.63$$

La tension aux bornes du bobinage connecté au circuit de sortie est également négative

$$u_3(t) = \frac{n_3}{n_2} \cdot u_2(t) = -\frac{n_3}{n_2} \cdot U \quad 5.64$$

puisque la diode D_2 est bloquée, c'est la diode D_3 qui assure la continuité du courant dans l'inductance L .

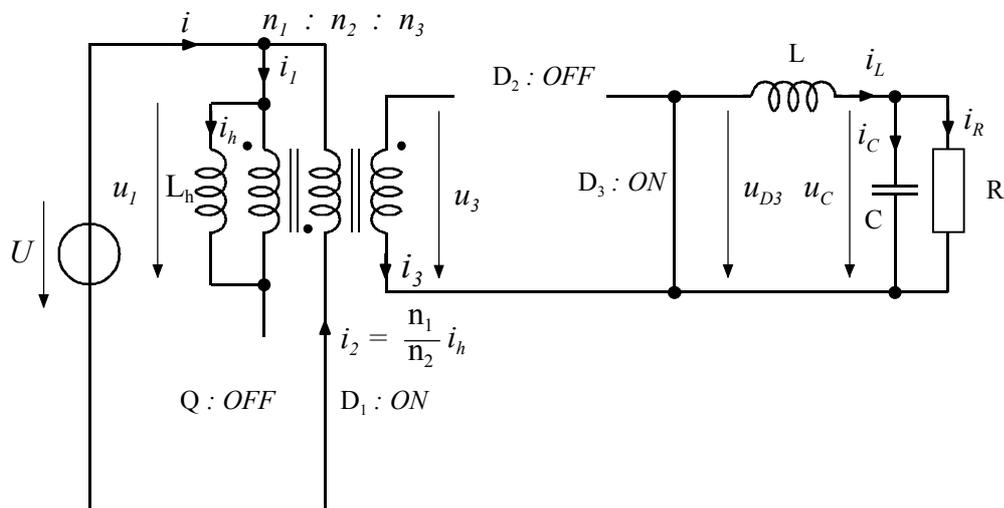


Figure 5-31 : Montage Forward avec D_1 et D_3 conducteurs

5.3.1.4 Intervalle à courant magnétisant nul

Lorsque le courant magnétisant s'annule, la diode D_1 se trouve en polarisation inverse. Les semiconducteurs Q_1 , D_1 et D_2 se trouvent dans l'état bloqué. Le courant magnétisant reste nul jusqu'à la fin de la période de pulsation. En appliquant le principe que la valeur moyenne de la tension aux bornes de l'inductance magnétisante est nulle en régime permanent, on peut affirmer que la tension moyenne aux bornes du primaire du transformateur (c'est à dire aux bornes de l'inductance magnétisante) est nulle

$$U_1 = D \cdot U + D_2 \cdot \left(-\frac{n_1}{n_2} \cdot U\right) + D_3 \cdot (0) = 0 \quad 5.65$$

Avec D , rapport cyclique d'enclenchement, D_1 , temps d'extinction du courant rapporté à la période de pulsation T_p et D_3 temps pendant lequel le courant magnétisant est nul, rapporté à la période de pulsation T_p .

De la relation 5.65 on en déduit le rapport cyclique d'extinction du courant D_2

$$D_2 = \frac{n_2}{n_1} \cdot D \quad 5.66$$

Le courant magnétisant doit impérativement être nul avant le prochain enclenchement du transistor.

En effet, afin d'éviter la saturation du circuit magnétique du transformateur, l'inductance de champ principal L_h , en conjonction avec la diode D_1 , doit travailler dans un mode de conduction discontinu.

Par conséquent, le rapport cyclique D_3 ne peut pas être négatif. Sachant que

$$D_3 = 1 - D - D_2 \geq 0 \quad 5.67$$

on peut écrire

$$D_3 = 1 - D \cdot \left(1 + \frac{n_2}{n_1}\right) \geq 0 \quad 5.68$$

et donc la condition sur le rapport cyclique d'enclenchement de Q_1 devient

$$D \leq \frac{1}{1 + \frac{n_2}{n_1}} \quad 5.69$$

L'inductance de sortie L en conjonction avec la diode D_3 peut fonctionner en mode continu ou discontinu.

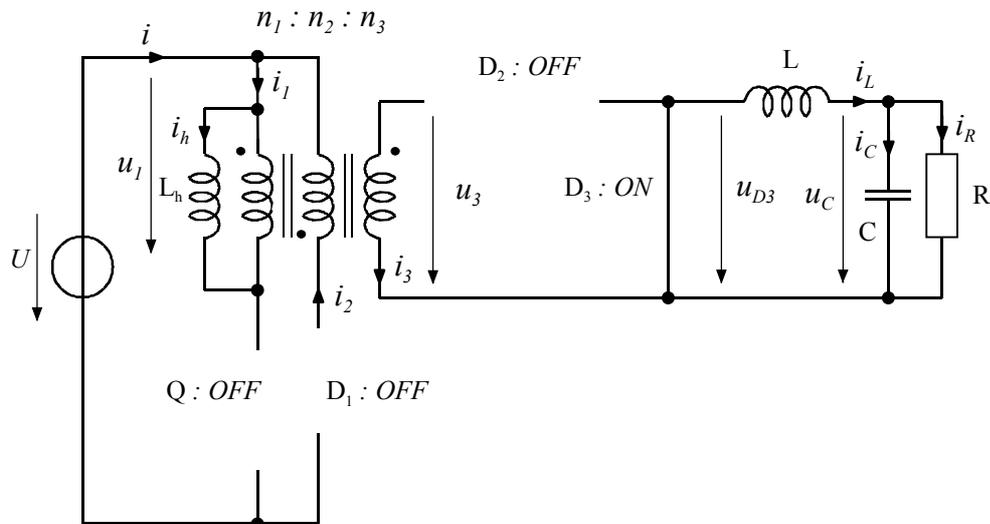


Figure 5-32 : Montage Forward avec Q_1 , D_1 , D_2 , D_3 bloqués

5.3.1.5 Allures temporelles des tensions et courants

La Figure 5-33 illustre les allures des principales grandeurs électriques du montage FORWARD. Les grandeurs de sortie, c'est-à-dire les courants dans la charge I_R , dans le condensateur i_C , dans l'inductance i_L ainsi que les tensions correspondantes se calculent de la même manière que pour le montage BUCK.

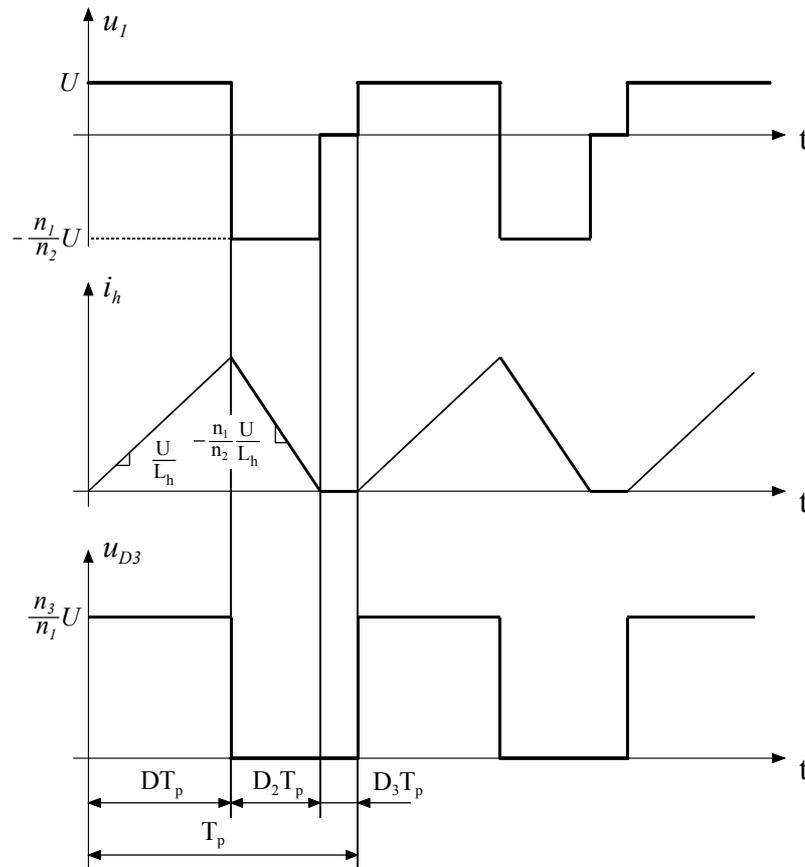


Figure 5-33 : Montage Forward : allures des grandeurs électriques principales

5.3.1.6 Rapport de transformation global

Pour obtenir la tension de sortie du montage Forward, il suffit d'appliquer le principe de la tension moyenne nulle aux bornes de l'inductance L du filtre de sortie en régime permanent

$$u_{D3} = U_C = U_3 \cdot D = \frac{n_3}{n_1} \cdot D \cdot U \quad 5.70$$

Cette relation est valable pour le mode de conduction continue.

5.3.1.7 Facteur dimensionnant du transistor Q_1

La relation 5.70 montre que le rapport cyclique D maximum pourrait être augmenté en diminuant le rapport du nombre de spires n_2/n_1 . En effet dans ce cas la décroissance du courant magnétisant durant la phase d'extinction se trouve augmentée. Malheureusement, une diminution de n_1/n_2 entraîne une augmentation de la tension aux bornes du transistor Q_1 . La tension maximum appliquée aux bornes du transistor durant l'intervalle d'extinction du courant magnétisant est exprimée par la relation

$$u_{Q1} = U \cdot \left(1 + \frac{n_1}{n_2}\right), \quad 5.71$$

ce qui corrobore l'affirmation qui précède.

5.4 CONVERTISSEUR DE TYPE SYMÉTRIQUE AVEC ISOLATION GALVANIQUE

5.4.1 Montage PUSH-PULL (pont complet)

Comme pour le montage Forward, le montage Push-Pull est dérivé du montage Buck. Ce type de convertisseur est particulièrement bien adapté pour les basses tensions de sortie avec forts courants. Le bobinage secondaire avec point milieu peut être vu comme deux bobinages séparés et donc être traité comme un transformateur à trois bobinages dont le rapport du nombre de spires est défini comme $n_1:n_2:n_2$.

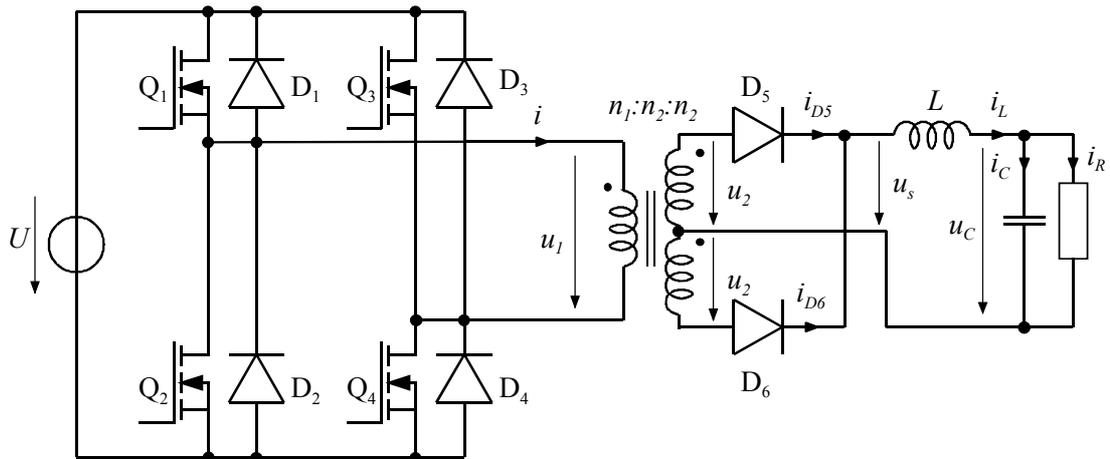


Figure 5-34 : Montage Push-Pull

Lorsque le transformateur est remplacé par son modèle équivalent réel, on obtient le schéma illustré à la Figure 5-35.

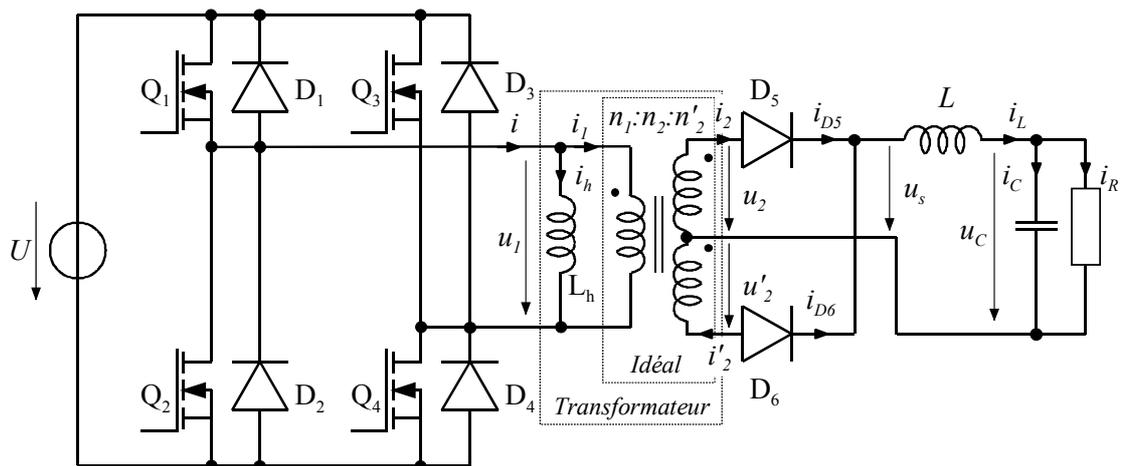


Figure 5-35 : Montage Push-Pull avec modèle du transformateur réel

L'allure des grandeurs électriques principales sont montrées à la Figure 5-36.

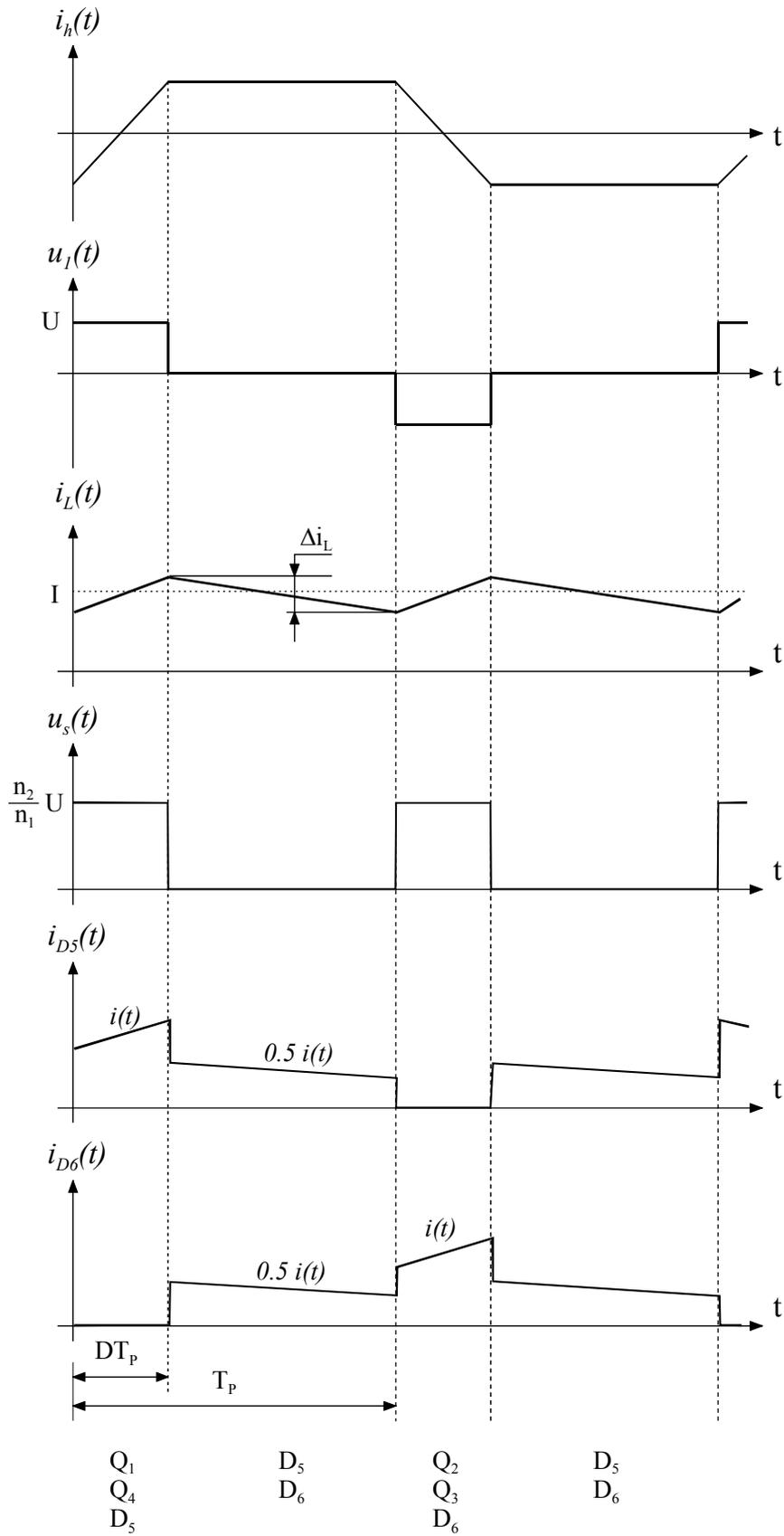


Figure 5-36 : Montage Push-Pull : allures des grandeurs électriques principales

La sortie du convertisseur est similaire à un montage Buck si l'on compare la tension $u_s(t)$ et $i(t)$ à $u_D(t)$ et $i_L(t)$.

Durant le premier intervalle $0 \leq t < DT_p$, Q_1 et Q_4 sont conducteurs et la tension U se trouve aux bornes du primaire du transformateur, soit

$$u_1(t) = U \quad 5.72$$

Le courant magnétisant i_h va donc croître selon la relation

$$i_h(t) = \frac{U}{L_h} \cdot t \quad 5.73$$

La tension apparaissant au secondaire entre le point milieu et chaque sortie vaut

$$u_2(t) = \frac{n_2}{n_1} \cdot u_1(t) = \frac{n_2}{n_1} \cdot U \quad 5.74$$

ceci avec le signe défini par les points de polarité. La diode D_5 est donc conductrice, alors que D_6 , polarisée dans le sens inverse, est bloquée. La tension de sortie vaut donc

$$u_C(t) = u_2(t) = \frac{n_2}{n_1} \cdot U \quad 5.75$$

Le courant i circulant dans l'inductance du filtre de sortie passe par D_5 .

Plusieurs scénarios sont possibles pour le second intervalle $DT_p \leq t < T_p$. Dans la plupart des cas, les quatre transistors sont ouverts fixant la tension aux bornes de l'inductance magnétisante L_h à

$$u_1(t) = 0 \quad 5.76$$

Durant ce second intervalle, le courant dans les diodes D_5 et D_6 est fonction du courant circulant dans l'inductance L du filtre de sortie et du courant magnétisant i_h . Dans le cas idéal (sans courant magnétisant), les courants i_{D5} et i_{D6} sont égaux ($i_1(t)=0$). Ils assurent la continuité du courant dans l'inductance L

$$i_{D5}(t) + i_{D6}(t) = i_L(t) \quad 5.77$$

En pratique, les courants circulant dans les diodes D_5 et D_6 sont légèrement différents si l'on tient compte du courant magnétisant. La partie idéale du transformateur obéit à la loi

$$n_1 \cdot i_1(t) - n_2 \cdot i_{D5}(t) + n_2 \cdot i_{D6}(t) = 0 \quad 5.78$$

La somme des courants au nœud d'entrée du transformateur vaut

$$i(t) = i_h(t) + i_1(t) \quad 5.79$$

En éliminant $i_1(t)$ des deux équations précédentes, on obtient

$$n_1 \cdot i(t) - n_2 \cdot i_{D5}(t) + n_2 \cdot i_{D6}(t) = n_1 \cdot i_h(t) \quad 5.80$$

Cette relation décrit, dans le cas général, la liaison entre les courants circulant de part et d'autre du transformateur durant le second intervalle. La répartition du courant magnétisant dans les trois

bobinages du transformateur dépend des caractéristiques i, v des transistors conducteurs et des diodes. Dans le cas où $i(t)=0$, on peut écrire en admettant que les caractéristiques des diodes D_5 et D_6 sont identiques

$$\begin{aligned} i_{D5}(t) &= \frac{1}{2} \cdot i_L(t) - \frac{1}{2} \cdot \frac{n_1}{n_2} \cdot i_h(t) \\ i_{D6}(t) &= \frac{1}{2} \cdot i_L(t) + \frac{1}{2} \cdot \frac{n_1}{n_2} \cdot i_h(t) \end{aligned} \quad 5.81$$

Dans un cas de charge nominal, le courant dans la charge et par conséquent dans l'inductance L du filtre de sortie est beaucoup plus grand que le courant magnétisant.

La prochaine période de pulsation T_p est similaire à la précédente, exception faite que la tension appliquée au primaire du transformateur est de polarité opposée.

En effet durant l'intervalle $T_p \leq t < (T_p + D \cdot T_p)$, ce sont les transistors Q_2 et Q_3 et la diode D_6 qui sont conducteurs. La tension appliquée au primaire vaut $u_1(t) = -U$, laquelle provoque une décroissance du courant magnétisant i_h selon la pente $-U/L_h$. Les diodes D_5 et D_6 redeviennent les deux conductrices durant l'intervalle $(T_p + D \cdot T_p) \leq t < 2T_p$.

La fréquence de l'ondulation de courant dans l'inductance est égale à f_p alors que celle du courant magnétisant est de $\frac{1}{2} f_p$, réduisant du même coup les pertes fer du transformateur.

En appliquant le principe de la tension moyenne nulle aux bornes de l'inductance magnétisante du transformateur en régime permanent, on peut écrire

$$(U - \{\Delta U_{Q1} + \Delta U_{Q4}\}) \cdot (D \cdot T_p) - (U - \{\Delta U_{Q2} + \Delta U_{Q3}\}) \cdot (D \cdot T_p) = 0. \quad 5.82$$

En pratique, les asymétries du pont (dispersion des caractéristiques des composants) font qu'il est difficile voire impossible d'assurer une tension moyenne nulle aux bornes du transformateur. Il y a donc risque de voir le courant magnétisant moyen augmenter et donc provoquer la saturation du noyau magnétique du transformateur. Un moyen d'éviter ce phénomène est d'ajouter un condensateur en série avec le primaire du transformateur. Puisqu'en régime permanent, le courant moyen aux bornes du condensateur est nul, nous avons la certitude que celui-ci aura à ces bornes la tension résultante des asymétries du pont. Il existe une topologie de demi-pont où une branche du pont du montage push-pull est remplacée par deux condensateurs.

Le montage Push-Pull est en principe utilisé pour des puissances supérieures à 750W. Pour des puissances inférieures on lui préfère des montages moins gourmands en composants.

5.5 ÉVALUATION ET DIMENSIONNEMENT DES CONVERTISSEURS DC-DC

5.5.1 Généralités

Il n'existe pas de choix définitif et absolu de topologie de convertisseurs DC-DC qui conviennent à toutes les applications. Pour chaque application et ses spécifications propres, une étude comparative devrait être effectuée avant le choix d'une topologie. Plusieurs solutions dont le résultat est conforme aux spécifications doivent être considérées, pour chaque approche, il est important de définir des critères tels que la tension maximum apparaissant aux bornes du transistor, le courant efficace, la taille du transformateur, etc ... Ce type de comparaison quantitatif peut conduire à la sélection de la meilleure topologie en évitant l'avis subjectif du concepteur.

5.5.2 Stress et taux d'utilisation des semiconducteurs (transistor)

Ce sont souvent les semiconducteurs qui représentent le coût le plus élevé des convertisseurs DC-DC. De plus, les pertes associées à la conduction et à la commutation des semiconducteurs sont dominantes. Ces affirmations suggèrent donc une évaluation du niveau de stress imposé aux semiconducteurs. La minimisation du stress de ces derniers conduit à une réduction de la surface totale de silicium lors de la réalisation. Il est d'usage de comparer la somme totale du stress imposé à chaque semiconducteur. Dans un bon design, les tensions et courants dédiés à chaque semiconducteur doivent être minimisés, alors que la puissance est maximisée. Si un convertisseur DC-DC contient k semiconducteurs, le stress global S peut être défini par

$$S = \sum_{j=1}^k U_{j(\text{peak})} \cdot I_{j(\text{rms})} \quad 5.83$$

où $U_{j(\text{peak})}$ est la pointe de tension appliquée aux bornes du semiconducteur et $I_{j(\text{rms})}$ le courant efficace qui le traverse. Si la puissance consommée par la charge est vaut P_{charge} , le taux d'utilisation du composant est défini comme

$$T_C = \frac{P_{\text{charge}}}{S} \quad 5.84$$

Le taux d'utilisation T_C est plus petit que 1 dans les convertisseurs DC-DC et sa valeur doit être maximisée.

5.5.2.1 Pointe de tension sur les transistors pour les montages étudiés

Les pointes de tension rencontrées pour chaque montage avec isolation galvanique sont rappelées ci-dessous.

Montage Flyback

$$u_{Q1(\text{peak})} = U + \frac{n_1}{n_2} U_C = U + U \cdot \frac{D}{1-D} = \frac{U}{1-D} \quad 5.85$$

Montage Forward

$$u_{Q1(peak)} = U \cdot \left(1 + \frac{n_1}{n_2}\right) \quad 5.86$$

Montage Push-Pull

$$u_{Q1,2,3,4(peak)} = U \quad 5.87$$

5.5.2.2 *Courant efficace sur les transistors pour les montages étudiés*

Pour la détermination des courants efficaces on peut négliger l'ondulation de courant dans les inductances. En effet on peut montrer que

- pour un courant continu avec ondulation superposée à croissance et décroissance linéaire

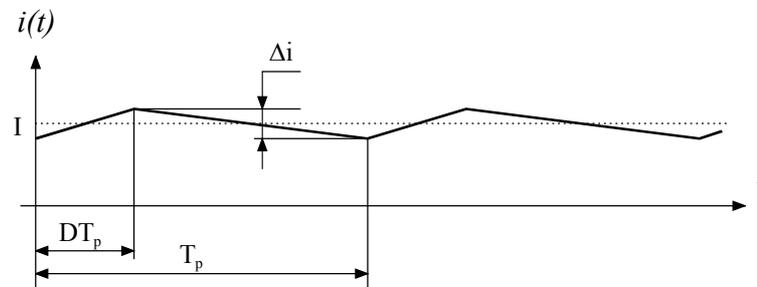


Figure 5-37 : Courant continu avec ondulation superposée

$$I_{(rms)} = I \cdot \sqrt{1 + \frac{1}{12} \cdot \left(\frac{\Delta i}{I}\right)^2} \quad 5.88$$

- pour un courant pulsé avec croissance linéaire du courant

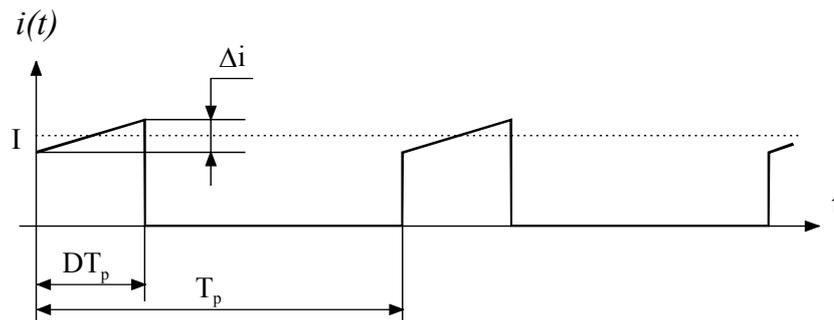


Figure 5-38 : Courant pulsé avec ondulation superposée

$$I_{(rms)} = I \cdot \sqrt{D} \cdot \sqrt{1 + \frac{1}{12} \cdot \left(\frac{\Delta i}{I}\right)^2} \quad 5.89$$

Le tableau comparatif ci-dessous permet d'estimer l'erreur faite lorsque l'on s'affranchit de l'ondulation superposée

Ondulation de courant rapportée au courant I	Courant continu avec ondulation	Courant pulsé
$\Delta i = 0 \cdot I$	I	$\sqrt{D} \cdot I$
$\Delta i = 0.2 \cdot I$	$1.00167 \cdot I$	$1.00167 \cdot \sqrt{D} \cdot I$
$\Delta i = 0.5 \cdot I$	$1.01036 \cdot I$	$1.01036 \cdot \sqrt{D} \cdot I$
$\Delta i = 1 \cdot I$	$1.04083 \cdot I$	$1.04083 \cdot \sqrt{D} \cdot I$
$\Delta i = 2 \cdot I$	$1.15470 \cdot I$	$1.15470 \cdot \sqrt{D} \cdot I$

Montage Flyback

$$\begin{aligned}
 I_{Q(rms)} &= \sqrt{\frac{1}{T_p} \cdot \int_0^{T_p} i_Q^2 \cdot dt} = \sqrt{\frac{1}{T_p} \cdot \int_0^{D \cdot T_p} (i_Q(t))^2 \cdot dt} \\
 &\cong \sqrt{\frac{1}{T_p} \cdot \int_0^{D \cdot T_p} \left(\frac{n_2}{n_1} \cdot \frac{1}{1-D} \cdot I_R \right)^2 \cdot dt} & 5.90 \\
 &= \frac{n_2}{n_1} \cdot \frac{\sqrt{D}}{1-D} \cdot I_R
 \end{aligned}$$

Montage Forward

$$\begin{aligned}
 I_{Q(rms)} &= \sqrt{\frac{1}{T_p} \cdot \int_0^{T_p} i_Q^2 \cdot dt} = \sqrt{\frac{1}{T_p} \cdot \int_0^{D \cdot T_p} (i_Q(t))^2 \cdot dt} \\
 &\cong \sqrt{\frac{1}{T_p} \cdot \int_0^{D \cdot T_p} \left(\frac{n_3}{n_1} \cdot I_R \right)^2 \cdot dt} & 5.91 \\
 &= \frac{n_3}{n_1} \cdot \sqrt{D} \cdot I_R
 \end{aligned}$$

Montage Push-Pull

$$\begin{aligned}
 I_{Q1,2,3,4(rms)} &= \sqrt{\frac{1}{2 \cdot T_p} \cdot \int_0^{2 \cdot T_p} i_Q^2 \cdot dt} = \sqrt{\frac{1}{2 \cdot T_p} \cdot \int_0^{D \cdot T_p} (i_Q(t))^2 \cdot dt} \\
 &\cong \sqrt{\frac{1}{2 \cdot T_p} \cdot \int_0^{D \cdot T_p} \left(\frac{n_2}{n_1} \cdot I_R \right)^2 \cdot dt} & 5.92 \\
 &= \frac{n_2}{n_1} \cdot \sqrt{\frac{D}{2}} \cdot I_R
 \end{aligned}$$

5.5.2.3 Taux d'utilisation des transistors pour les montages étudiés

Montage Flyback

Le stress global s'exprime par la relation

$$S = \frac{U}{1-D} \cdot \frac{n_2}{n_1} \cdot \frac{\sqrt{D}}{1-D} \cdot I_R = \frac{U_C}{D} \cdot \frac{\sqrt{D}}{1-D} \cdot I_R = \frac{P_{LOAD}}{\sqrt{D} \cdot (1-D)} \quad 5.93$$

et par conséquent le taux d'utilisation peut être défini comme

$$T_C = \frac{P_{LOAD}}{S} = \sqrt{D} \cdot (1-D) \quad 5.94$$

Montage Forward

Le stress global s'exprime par la relation

$$\begin{aligned} S &= U \cdot \left(1 + \frac{n_2}{n_1}\right) \cdot \frac{n_3}{n_1} \cdot \sqrt{D} \cdot I_R = \frac{U_C}{D} \cdot \left(1 + \frac{n_2}{n_3}\right) \cdot \sqrt{D} \cdot I_R \\ &= \frac{1}{\sqrt{D}} \cdot \left(1 + \frac{n_2}{n_1}\right) \cdot P_{LOAD} \end{aligned} \quad 5.95$$

et par conséquent le taux d'utilisation peut être défini comme

$$T_C = \frac{P_{LOAD}}{S} = \frac{1}{1 + \frac{n_2}{n_1}} \cdot \sqrt{D} \quad 5.96$$

Montage Push-Pull

Le stress global s'exprime par la relation

$$S = U \cdot \frac{n_2}{n_1} \cdot \frac{\sqrt{D}}{\sqrt{2}} \cdot I_R = \frac{U_C}{D} \cdot \frac{\sqrt{D}}{\sqrt{2}} \cdot I_R = \frac{P_{LOAD}}{\sqrt{2} \cdot D} \quad 5.97$$

et par conséquent le taux d'utilisation peut être défini comme

$$T_C = \frac{P_{LOAD}}{S} = \sqrt{2} \cdot D \quad 5.98$$

BIBLIOGRAPHIE

- [1] LES CONVERTISSEURS DE L'ÉLECTRONIQUE DE PUISSANCE
VOLUME 3 : LA CONVERSION CONTINUE – CONTINUE (2^{ème} édition)
Auteurs : Robert Bausière, Francis Labrique, Guy Segquier
Chapitre 3
ISBN : 2-7430-0139-9
- [2] **POWER ELECTRONICS**
CONVERTERS, APPLICATIONS AND DESIGN
Auteurs : Ned Mohan, Tore M. Undeland, William P. Robbins
Chapitre 5
ISBN : 0-471-50537-4
- [3] **FUNDAMENTALS of POWER ELECTRONICS**
Auteur : Robert W.Erickson
Chapitre 2 & 5
ISBN : 0-412-08541-0