



Origines phénoménologiques et physiques du phénomène de dérive en fréquence observée lors d'une modulation

La dérive en fréquence, couramment dénommée par son appellation anglo-saxonne de « chirp », désigne la variation instantanée de la fréquence d'une porteuse optique lors de la modulation de son intensité. Dans les systèmes de communication sur fibre optique, la dérive en fréquence limite les performances de la transmission à cause de l'élargissement spectral dynamique qui l'accompagne. Dans certaines conditions, le contrôle et l'ajustement de la dérive en fréquence permet, néanmoins, d'augmenter la portée de transmission. Ainsi, une analyse détaillée et une compréhension approfondie du phénomène de dérive en fréquence des composants optoélectroniques est essentielle pour étudier ses effets sur la transmission.

Le signe et l'ampleur du changement de l'indice de réfraction (électro-réfraction) rencontré à la longueur d'onde d'opération déterminent le comportement final du chirp. Les spectres d'électro-réfraction sont intrinsèquement liés aux spectres de gain et d'électro-absorption des lasers et des modulateurs EAM respectivement à travers les relations de *Kramers-Kronig*. Dans ce qui suit, les relations de *Kramers-Kronig* sont présentées pour un milieu qui peut être caractérisé par une susceptibilité complexe. L'obtention de ces relations peut être trouvée dans l'annexe A.

1.4.1. Les relations de « *Kramers-Kronig* »

Dans les conditions de régime stationnaire, la réponse d'un milieu solide lors de l'application d'un champ électrique E est gouvernée par la susceptibilité complexe χ définie par :

$$P = \varepsilon_0 \chi(\nu) E \quad (1.19)$$

où ε_0 est la permittivité dans le vide et P est la polarisation électrique du milieu qui représente phénoménologiquement les effets des transitions optiques des porteurs à une fréquence donnée.

Les relations de « *Kramers-Kronig* » relient les parties réelle et imaginaire de la susceptibilité diélectrique complexe d'un milieu. La susceptibilité complexe χ est généralement dépendante de la fréquence ν et est exprimée par [34]:

$$\chi(\nu) = \chi'(\nu) - i\chi''(\nu) \quad (1.20)$$

La partie réelle $\chi'(\nu)$ et imaginaire $\chi''(\nu)$ sont reliées de la manière suivante:

$$\chi'(\nu) = \frac{2}{\pi} \wp \int_0^{\infty} \frac{\nu' \chi''(\nu')}{\nu'^2 - \nu^2} d\nu' \quad (1.21)$$

$$\chi''(\nu) = \frac{2}{\pi} \wp \int_0^{\infty} \frac{\nu \chi'(\nu')}{\nu^2 - \nu'^2} d\nu' \quad (1.22)$$

Les équations (1.21) et (1.22) forment les relations de « *Kramers-Kronig* » où \wp désigne la valeur principale de Cauchy de l'intégrale. Les relations montrent que la connaissance du comportement de l'une des quantités sur tout le spectre permet la détermination de l'autre.

Le vecteur d'onde complexe s'écrit par:

$$K = K' + jK'' \quad (1.23)$$

avec
$$K' = \frac{n' \omega}{c} \quad (1.24)$$

et
$$K'' = \frac{n'' \omega}{c} \quad (1.25)$$

où ω représente la fréquence angulaire, c est la célérité de la lumière et $\tilde{n} = n' - jn''$ est l'indice de réfraction complexe. Le champ optique qui se propage dans le milieu solide est donné par :

$$E = E_0 \exp(\omega t - jKz) = E_0 \exp(\omega t - j(K' + jK'')z) \quad (1.26)$$

L'équation (1.26) devient alors:

$$E = E_0 \exp\left(-\frac{n''\omega}{c}z\right) \times \exp\left(-j\left(\frac{n'\omega}{c}\right)z + \omega t\right) \quad (1.27)$$

Durant la propagation le module du terme $\exp\left(-j\left(\frac{n'\omega}{c}\right)z + \omega t\right)$ est constant tandis que l'expression réelle $\exp\left(-\frac{n''\omega}{c}z\right)$ décrit le gain ou l'absorption du système selon le signe de n'' .

En effet, l'intensité lumineuse i qui se propage dans le milieu solide est exprimée par :

$$i \approx |E|^2 = i_0 \exp\left(-\frac{2n''\omega}{c}z\right) = i_0 \exp((g - \alpha) \cdot z) \quad (1.28)$$

avec g et α sont respectivement le coefficient de gain et de perte du milieu en intensité.

A partir des équations de *Maxwell*, l'équation de propagation de l'onde pour le champ électrique E pour un milieu permanent, infini et homogène est donnée par [34]:

$$\nabla^2 E + \left[(n')^2 + \chi \right] \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 E = 0 \quad (1.29)$$

dont les solutions canoniques sont des ondes planes telles que décrit par l'équation (1.26). En remplaçant l'équation (1.26) dans (1.29), l'expression du vecteur d'onde $K(\omega)$ complexe devient [34]:

$$K(\omega) = \frac{n'\omega}{c} + \frac{\omega}{2n'c} \Re e(\chi) + j \frac{\omega}{2n'c} \Im m(\chi) \quad (1.30)$$

A partir de cette équation, nous observons que la susceptibilité électrique du milieu est équivalente à un changement d'indice de réfraction $\Delta n'$ et d'amplification (ou d'absorption) :

$$\Delta n' = \frac{1}{2n'} \Re e(\chi) = \frac{1}{2n'} \chi' \quad (1.31)$$

$$g - \alpha = -\frac{\omega}{n'c} \chi'' \quad (1.32)$$

D'après les relations de « *Kramers-Kronig* » (équations (1.21) et (1.22)), les parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction sont donc interconnectées. Précisément, un petit changement de la partie imaginaire peut entraîner un changement dans la partie réelle de l'indice. Le changement de l'indice de réfraction $\Delta n'$ est relié à celui de l'absorption $\Delta\alpha$ par [35]:

$$\Delta n'(\omega) = \frac{c}{\pi} \wp \int_0^{\infty} \frac{\Delta\alpha(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \quad (1.33)$$

$$\Delta\alpha(\omega) = \frac{4}{\pi c} \wp \int_0^{\infty} \frac{\omega'^2 \Delta n'(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \quad (1.34)$$

1.4.1.a. Cas des lasers à semi-conducteurs

Au dessus du seuil, le couplage de l'émission spontanée au mode laser entraîne des fluctuations d'amplitude de l'onde émise induisant des fluctuations additionnelles de phase. Ceci est dû au couplage de gain et de l'indice de réfraction optique à travers la densité de porteurs. Cet effet non linéaire affecte les propriétés dynamiques des lasers à semi-conducteurs. Pour quantifier cet effet particulier, *Henry* introduit le facteur de couplage phase-amplitude d'un matériau semi-conducteur en régime petit-signal [35]:

$$\alpha_H = -\frac{\frac{\partial \chi'}{\partial N}}{\frac{\partial \chi''}{\partial N}} = -\frac{\frac{\partial n'}{\partial N}}{\frac{\partial n''}{\partial N}} = -\frac{2\omega}{c} \frac{\frac{\partial n'}{\partial N}}{\frac{\partial g}{\partial N}} = -\frac{4\pi}{\lambda} \frac{\frac{\partial n'}{\partial N}}{\frac{\partial g}{\partial N}} \quad (1.35)$$

où $\partial\chi'$ et $\partial\chi''$ représentent la dépendance à la densité de porteurs des parties réelle et imaginaire de la susceptibilité diélectrique à l'endroit considéré. De même façon, $\partial n'$ et $\partial n''$ désigne la dépendance à la densité de porteurs des parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction, g est le gain par unité de longueur, λ est la longueur d'onde d'émission, N est la densité de porteurs et ω est la fréquence angulaire de la porteuse. Le signe « - » dans l'équation (1.35) permet de s'assurer que le facteur de couplage phase-amplitude est toujours positif étant donné que l'indice de réfraction diminue avec l'augmentation de la densité de porteurs pour un laser FP.

Pour le cas des lasers DFB, l'inhomogénéité de la densité de photons dans la cavité entraîne une variation longitudinale des porteurs et du couplage entre la phase et l'amplitude de l'onde. Cette variation locale du couplage du matériau ($\alpha_H(z)$) est souvent modélisée par la définition d'un facteur de couplage phase-amplitude effectif « α_{eff} » pour l'ensemble du laser

qui tient compte aussi des effets de la déviation de la longueur d'onde du mode laser par rapport à la longueur d'onde de Bragg.

Pour le cas d'une modulation petit-signal, l'introduction du facteur de couplage phase-amplitude est nécessaire pour modéliser les phénomènes suivants: les non-linéarités spatiales ou le *spatial hole burning* (SHB), la dérive en fréquence (chirp), la sensibilité à la rétroaction optique externe et la largeur de raie du laser. Le régime grand-signal sera étudié par le moyen d'une méthode numérique qui sera présentée dans le deuxième chapitre pour modéliser le comportement du laser dans le temps et l'espace.

1.4.1.b. Cas des modulateurs EAM

Le changement de l'indice de réfraction $\Delta n'$ en fonction de la longueur d'onde du signal à l'entrée du modulateur λ_{signal} et de la tension appliquée V est calculé à l'aide des relations de « *Kramers-Kronig* » (équation (1.33)):

$$\Delta n'(\lambda_{signal}, V) = \frac{\lambda_{signal}^2}{2\pi^2} \wp \int_0^{\infty} \frac{\Delta\alpha(\lambda', V)}{\lambda_{signal}^2 - \lambda'^2} d\lambda' \quad (1.36)$$

avec
$$\Delta\alpha(\lambda', V) = \alpha(\lambda', V) - \alpha(\lambda', V + \delta V) \quad (1.37)$$

Le profil spécifique du spectre d'électro-absorption pour plusieurs tensions de polarisation en conjonction avec différentes longueurs d'onde d'opération gouverne le signe et l'amplitude du changement de l'indice de réfraction $\Delta n'$. Ceci est illustré dans la figure 1.18.

Dans la figure 1.18, λ_{AB} représente la longueur d'onde à laquelle $\Delta\alpha(\lambda_{AB}, V) = 0$ (équation (1.37)) et λ_{signal} est la longueur d'onde d'opération. Les régions A, B et C représentent les valeurs de l'intégrale de *Kramers-Kronig* (équation (1.36)) dans différents intervalles de longueurs d'onde ($[0 \lambda_{AB}]$ pour A, $[\lambda_{AB} \lambda_{signal}]$ pour B et $[\lambda_{signal} +\infty]$ pour C). Les régions A et C (rouge) contribuent par des valeurs négatives dans l'intégrale de *Kramers-Kronig* alors que la région B (verte) amène une contribution positive. Le changement de l'indice de réfraction avec la longueur d'onde d'opération λ_{signal} est proportionnel à la somme des contributions issues des trois régions A, B et C. La contribution des changements d'absorption qui se produisent loin du bord de la bande devient de plus en plus négligeable.

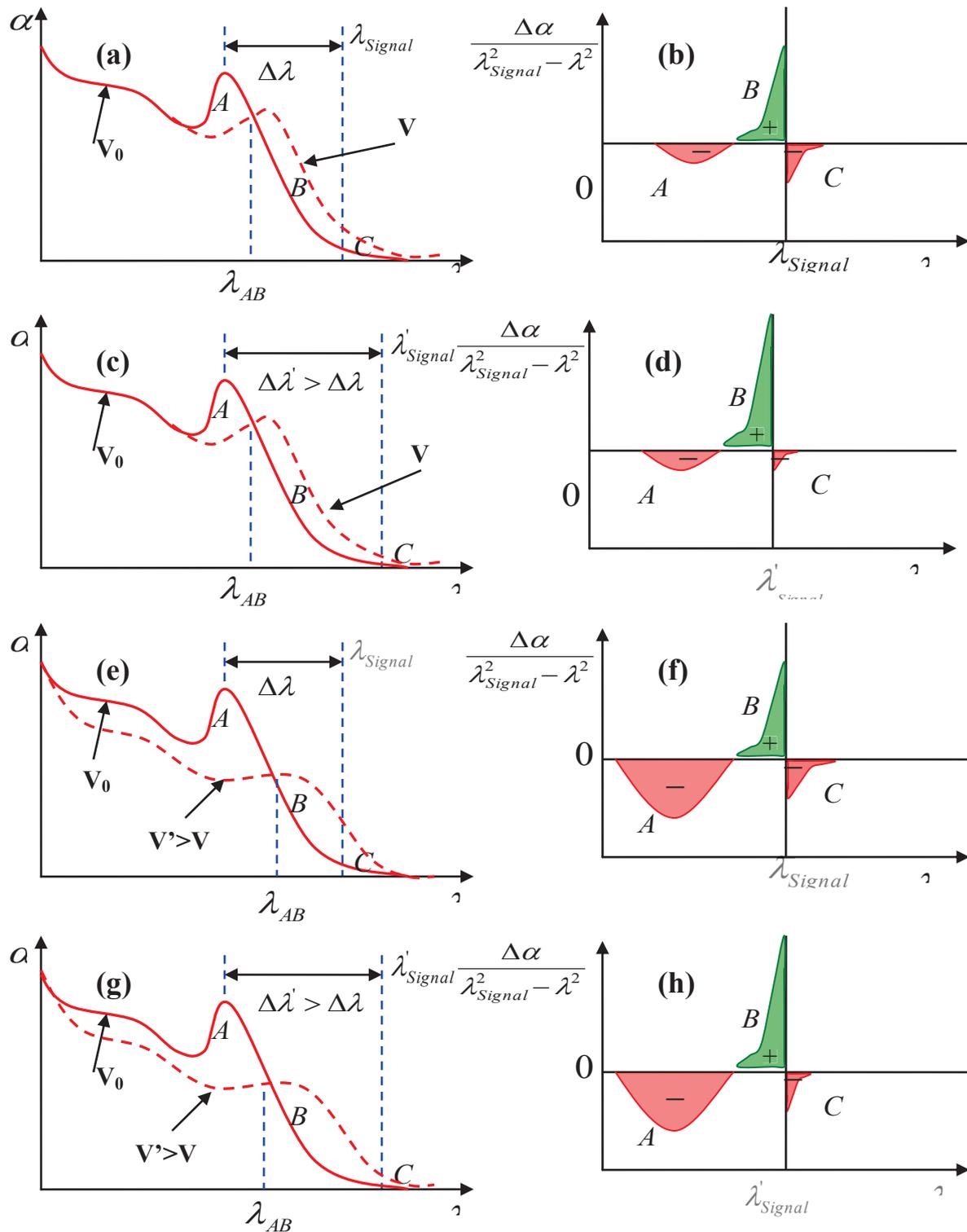


Figure 1.18: Représentation schématique du spectre d'absorption d'un modulateur EAM et de la contribution du changement d'absorption figurant dans l'intégrale des relations de «Kramers-Kronig» dans l'équation (1.36) pour différents tension de polarisation V (a),(b) et $V' > V$ (e), (f) et différents longueur d'onde d'opération (c), (d) et (g),(h).

Pour une faible tension de polarisation V (figures 1.18(a) et (b)), on remarque que la contribution positive de la région B est plus grande que celles des régions A et C menant à une déviation positive de l'indice. Lorsque la tension augmente ($V' > V$), la contribution

négative de la région C et A commencent à être dominante par rapport à la région B entraînant ainsi une déviation négative de l'indice (figures 1.18(e) et 1.18(f)).

La figure 1.18 illustre l'impact de la longueur d'onde d'opération, c'est à dire l'effet du décalage en longueur d'onde $\Delta\lambda$ (séparation de λ_{Signal} du maximum de la photoluminescence). Par exemple, augmenter $\Delta\lambda$ mène à une augmentation de la contribution positive de la région B et simultanément une diminution de la contribution négative de la région C permettant ainsi une variation positive de l'indice (figures 1.18(c) et 1.18(d))

Le changement de la partie imaginaire de l'indice de réfraction est calculé en utilisant la relation (1.32):

$$\Delta n''(\lambda, V) = \frac{\lambda}{4\pi} \Delta\alpha(\lambda, V) \quad (1.38)$$

Finalement, le facteur de couplage phase-amplitude pour le cas des modulateurs EAM en régime petit-signal devient alors [\[36\]](#):

$$\alpha_H(\lambda, V) = \frac{\Delta n'(\lambda, V)}{\Delta n''(\lambda, V)} = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{\Delta n'(\lambda, V)}{\Delta\alpha(\lambda, V)} \quad (1.39)$$

L'analyse qualitative de la variation du spectre d'absorption montre que pour le cas des modulateurs EAM, le facteur de couplage phase-amplitude peut changer de signe selon la tension de polarisation appliquée pour une longueur d'onde d'opération fixée. En effet, il est positif pour les faibles tensions et négatif pour des tensions de commande suffisamment importantes.

1.4.2. Relation entre la modulation d'intensité et la modulation de fréquence

Dans le paragraphe précédent, la définition du facteur de couplage phase-amplitude α_H a été introduite. La définition est toujours valable quelles que soient les propriétés du matériau semi-conducteur à savoir le changement de l'indice de réfraction complexe de la région active. Cependant, dans un dispositif fabriqué, nous observons les effets de ces changements en termes de quantités mesurables. Le changement de la partie réelle de l'indice se traduit par un changement de phase aboutissant finalement à une dérive en fréquence. Le changement de la partie imaginaire se traduit par une variation finie de la puissance émise.

1.4.2.a. Cas des lasers à semi-conducteurs

Pour déduire la relation entre la modulation d'amplitude et la modulation de fréquence dans un laser à semi-conducteurs modulé directement par son courant de polarisation, on commence, dans un premier temps, par un modèle simple mono-section d'un laser de type Fabry Perot (FP) considéré comme spatialement homogène suivant l'axe longitudinal du guidage optique. Notons alors S et N les densités moyennes de photons et de porteurs dans la cavité.

L'équation de conservation de la densité de photons moyenne S du mode laser est donnée par [8]:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = (\Gamma v_g g - \gamma)S + R_{sp} \quad (1.40)$$

où Γ , v_g , g , γ et R_{sp} sont respectivement le facteur de confinement, la vitesse de groupe, le gain matériau, les pertes optiques de la cavité et le taux d'émission spontanée couplé au mode laser.

Bien que l'équation (1.40) soit appropriée pour décrire la variation temporelle de l'intensité optique, elle n'est pas adaptée pour décrire la phase optique. Afin d'analyser les caractéristiques du laser liées à la phase optique, une autre équation est nécessaire pour décrire la variation temporelle de la phase.

Notant que le champ optique E dans le laser est une fonction complexe d'amplitude A et de phase ϕ donnée par :

$$E = Ae^{-j\phi} \quad (1.41)$$

La variation de la fréquence angulaire ω du champ E est alors donnée par :

$$\omega = \omega_0 + \delta\omega \quad (1.42)$$

avec ω_0 est la fréquence angulaire d'oscillation laser en un état stationnaire pris comme référence et $\delta\omega$ est une très petite variation par rapport à ω_0 donnée par:

$$\delta\omega = 2\pi\delta\nu = \frac{d\phi}{dt} \quad (1.43)$$

La fréquence d'oscillation laser ω est déterminée à partir du vecteur d'onde complexe $K(\omega)$ et la condition de résonance d'un laser FP de longueur L donnée par [34]:

$$r_1 r_2 \exp(2jK(\omega)L) = 1 \quad (1.44)$$

avec $r_{1,2}$ sont les réflectivités en amplitude du laser. La condition de résonance sur la phase du champ s'écrit alors :

$$2\Re(K(\omega))L = 2m\pi \quad (m \text{ entier}) \quad (1.45)$$

Dans un laser à semi-conducteurs, le champ guidé n'est pas seulement distribué dans la région active mais également dans les couches de confinement. Les valeurs efficaces de la variation d'indice et de gain pour le mode guidé sont réduites par le facteur Γ par rapport à celles déterminés par la couche active (équation (1.30)). Le vecteur d'onde complexe devient alors:

$$K(\omega) = \frac{n_0\omega}{c} + \Gamma \frac{\omega}{c} \Delta n' + j \frac{1}{2} (-\Gamma g + \alpha) \quad (1.46)$$

où n_0 est l'indice à l'état stationnaire de référence et $\Delta n'$ représente le changement d'indice du mode laser par rapport à n_0 .

En utilisant les deux équations (1.23) et (1.46), l'équation (1.45) devient :

$$2 \left(\frac{n_0\omega}{c} + \Gamma \frac{\omega}{c} \Delta n' \right) L = 2m\pi \quad (m \text{ entier}) \quad (1.47)$$

Généralement $\Delta n'$ varie en fonction du temps dont l'expression est donnée par :

$$\Delta n' = \Delta n_0 + \delta n \quad (1.48)$$

où Δn_0 la valeur de $\Delta n'$ à l'état stationnaire de référence.

En injectant les deux équations (1.42) et (1.48) dans (1.47), nous obtenons alors:

$$\frac{n_0\omega_0}{c} + \Gamma \frac{\omega_0}{c} \Delta n_0 = \frac{m\pi}{L} \quad (1.49)$$

$$\delta\omega = -\Gamma \frac{\omega_0}{c} \frac{\delta n}{\partial(\Re(K(\omega)))/\partial\omega} = -\Gamma \frac{\omega_0}{n_g} \delta n \quad (1.50)$$

où $n_g = c \times \partial(\Re(K(\omega)))/\partial\omega$ est l'indice de groupe.

En utilisant la définition du facteur de couplage phase-amplitude dans l'équation (1.35), et en injectant $n_g = c/v_g$, nous obtenons :

$$\delta n = -\frac{c}{2\omega} \alpha_H \delta g = -\frac{n_g v_g}{2\omega} \alpha_H \delta g \quad (1.51)$$

En utilisant les équations (1.43), (1.50) et (1.51), la déviation en fréquence instantanée (chirp) est alors donnée par:

$$\delta\nu = \frac{1}{2\pi} \delta\omega = \frac{\alpha_H}{4\pi} v_g \Gamma \delta g \quad (1.52)$$

En prenant l'exemple d'une déviation en fréquence par rapport au seuil, la variation du gain pour les lasers à semi-conducteurs est donnée par [8]:

$$\delta g = g - g_{seuil} = g - \frac{\gamma}{\Gamma v_g} \quad (1.53)$$

L'équation (1.52) devient alors:

$$\delta \nu = \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi}{dt} = \frac{\alpha_H}{4\pi} (\Gamma v_g g - \gamma) = \frac{\alpha_H}{4\pi} (\Gamma G - \gamma) \quad (1.54)$$

avec $G = v_g \times g$.

En utilisant l'équation (1.40) pour éliminer le terme $(\Gamma v_g g - \gamma)$ et en ajoutant la contribution des non linéarités du gain ($g_{nl} = g + (\partial g / \partial S) \times S$), nous obtenons alors :

$$\delta \nu = \frac{\alpha_H}{4\pi} \left(\underbrace{\frac{1}{S} \frac{\partial S}{\partial t}}_{\text{Chirp transitoire}} - \underbrace{\frac{R_{sp}}{S} + \frac{\partial G}{\partial S} S}_{\text{Chirp adiabatique}} \right) \quad (1.55)$$

L'équation (1.55) montre que le chirp des lasers à semi-conducteurs défini par la variation de la fréquence optique suite à une modulation d'intensité est constitué d'une composante transitoire ou dynamique issue des variations temporelles du champ et représentée par le premier terme et une autre constante adiabatique représentée par les deux derniers termes. La définition du chirp transitoire et adiabatique sera présentée ultérieurement (paragraphe [1.4.3.a](#)).

Ce calcul analytique n'est plus valable pour un laser DFB puisqu'il ne prend pas en considération l'inhomogénéité de la distribution longitudinale de la densité de photons et de porteurs dans la cavité. Dans ce cas là, nous avons eu recours à un modèle complet purement numérique basé sur le formalisme des matrices de transfert pour l'étude du comportement du chirp des lasers DFB. Ce modèle sera présenté en détail dans le deuxième chapitre.

1.4.2.b. Cas des modulateurs EAM

Concernant les modulateurs EAM, nous les modélisons par une combinaison en cascade d'un modulateur idéal d'amplitude et de phase (figure 1.19).

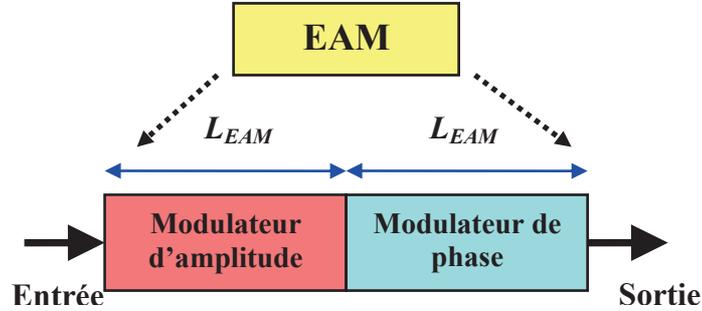


Figure 1.19: Modélisation simple d'un modulateur par une combinaison en cascade d'un modulateur d'amplitude et d'un modulateur de phase

Le champ optique à la sortie d'un modulateur EAM de longueur L_{EAM} s'écrit alors :

$$E(V) = \underbrace{\tilde{E}_0 e^{\left(-\frac{n''(V)\omega}{c} L_{EAM}\right)}}_{\text{Modulation d'amplitude}} \times \underbrace{e^{\left(-j\left(\frac{n'(V)\omega}{c}\right) L_{EAM}\right)}}_{\text{Modulation de phase}} \times e^{j(\omega t + \phi_e)} \quad (1.56)$$

où \tilde{E}_0 est l'amplitude complexe du champ entrant dans le modulateur, V est la tension appliquée ϕ_e est la phase du champ entrant dans le modulateur et ω est la fréquence de la porteuse. Le premier et le second terme de l'équation (1.56) représentent respectivement la modulation d'amplitude de phase. L'intensité et la variation de la phase optique sont alors données par :

$$i(V) = \left| \tilde{E}_0 \right|^2 e^{\left(-\frac{2n''(V)\omega}{c} L_{EAM}\right)} \quad (1.57)$$

$$\Delta\phi(V) = \phi(V) - \phi_e = -\left(\frac{n'(V)\omega}{c}\right) L_{EAM} \quad (1.58)$$

Les dérivés d'intensité et de la variation de la phase par rapport à la tension sont alors exprimés par :

$$\frac{di}{dV} = i(V) \left(-\frac{2\omega}{c} L_{EAM} \right) \left[\frac{dn''(V)}{dV} \right] \quad (1.59)$$

$$\frac{d\Delta\phi(V)}{dV} = -\left(\frac{\omega L_{EAM}}{c}\right) \left[\frac{dn'(V)}{dV} \right] \quad (1.60)$$

En utilisant la définition de l'équation (1.39), le facteur de couplage phase-amplitude dépendant de la tension appliquée peut être exprimé en fonction de la variation d'indice :

$$\alpha_H(V) = \left[\frac{dn'(V)}{dV} \right] / \left[\frac{dn''(V)}{dV} \right] \quad (1.61)$$

En utilisant les équations (1.59) et (1.60) en conjonction avec le facteur de couplage phase-amplitude défini dans l'équation (1.61), la dérivée de la variation de la phase s'écrit alors :

$$\frac{d\Delta\phi(V)}{dV} = \frac{\alpha_H(V)}{2} \frac{1}{i(V)} \frac{di(V)}{dV} \quad (1.62)$$

En considérant une modulation de la tension appliquée au modulateur entre deux états stationnaires V_0 et V , l'équation (1.62) peut s'écrire de cette manière:

$$\Delta\phi(V) - \Delta\phi(V_0) = \int_{V_0}^V \frac{\alpha_H(V)}{2} \frac{1}{i(V)} \frac{di(V)}{dV} dV \quad (1.63)$$

En injectant l'équation (1.58) dans (1.63), nous obtenons l'expression de la phase optique du signal de sortie:

$$\phi(V) = \phi_e - \frac{n'(V_0)\omega_0}{c} L_{EAM} + \int_{V_0}^V \frac{\alpha_H(V)}{2} \frac{1}{i(V)} \frac{di(V)}{dV} dV \quad (1.64)$$

où ω_0 est la fréquence de la porteuse de l'état stationnaire V_0 . La dérivée de la phase par rapport au temps est alors donnée par:

$$\frac{d\phi(V(t))}{dt} = \frac{d\phi_e}{dt} + \frac{d\left(\int_{V_0}^V \frac{\alpha_H(V)}{2} \frac{1}{i(V)} \frac{di(V)}{dV} dV \right)}{dV} \frac{dV(t)}{dt} \quad (1.65)$$

D'après l'équation (1.43), la déviation en fréquence instantanée à la sortie du modulateur est exprimée par:

$$\delta\nu = \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi(V(t))}{dt} = \delta\nu_e + \frac{\alpha_H(V(t))}{4\pi} \left[\frac{1}{i(V(t))} \frac{di(V(t))}{dt} \right] \quad (1.66)$$

où $\delta\nu_e$ est la déviation en fréquence instantanée du champ entrant dans le modulateur. Pour le cas d'un champ non chirpé ($\delta\nu_e = 0$) à l'entrée de l'EAM, l'équation (1.66) peut se réécrire en termes de puissances de sortie P de la manière suivante:

$$\delta\nu = \frac{\alpha_H(V(t))}{4\pi} \underbrace{\left[\frac{1}{P(V(t))} \frac{dP(V(t))}{dt} \right]}_{\text{Chirp transitoire}} \quad (1.67)$$

L'équation (1.67) montre que le chirp des modulateurs EAM utilisés séparément de la source est de type transitoire. Par contre, l'interaction électrique et optique de l'EAM sur le laser dans le cas d'un composant intégré peut donner naissance à un très faible chirp adiabatique lequel peut être considéré quasiment nul par rapport à celui des lasers.

1.4.3. Les origines du chirp

Si l'on considère le signal optique émis par le composant source, le chirp adiabatique est défini par le décalage de fréquence entre deux états d'intensités différents. Dans le cas de signaux modulés en modulation NRZ (Non Return to Zero) de type tout-ou-rien (OOK), cette déviation en fréquence se rencontre entre les niveaux de puissance 0 et 1. Le chirp transitoire représente pour sa part, les variations de la fréquence rencontrées sur les fronts de montée et de descente lors des transitions entre niveaux.

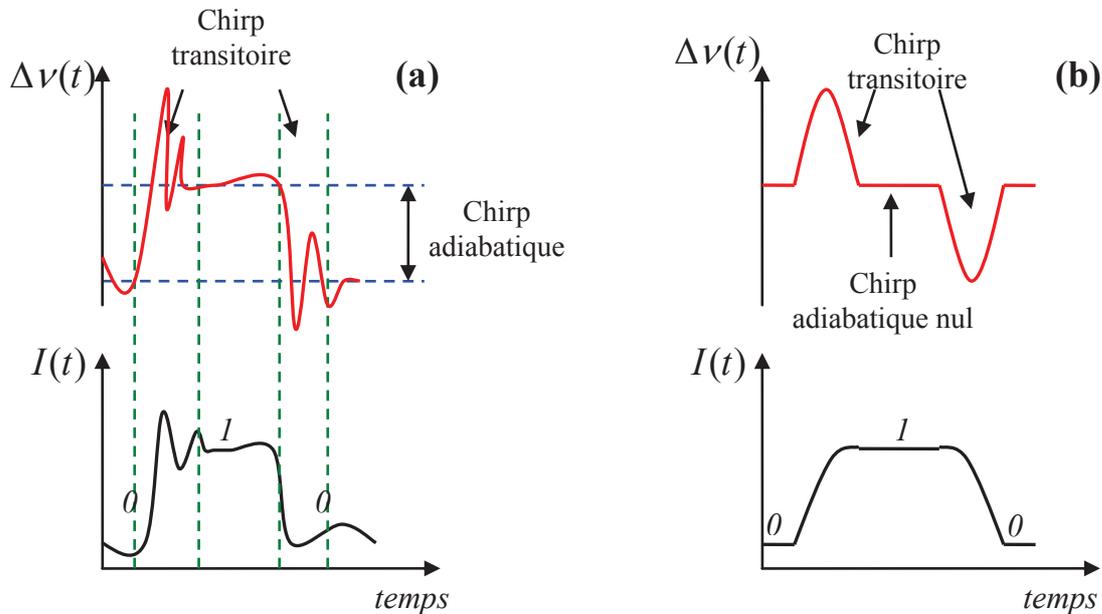


Figure 1.20: Représentation schématique des composantes adiabatique et transitoire du chirp accompagnant la modulation d'intensité de la lumière dans les lasers DFB (a) et les modulateurs EAM (b)

Une illustration schématique des composantes transitoire et adiabatique qui accompagnent la modulation d'intensité dans les lasers à semi-conducteurs et les modulateurs EAM est montrée sur la figure 1.20. Dans ce qui suit, nous nous intéressons à l'étude des origines du chirp des lasers DFB et des modulateurs EAM.

1.4.3.a. Le chirp des lasers DFB

L'origine physique du chirp dans les lasers à semi-conducteurs de type DFB est le couplage phase-amplitude gouverné par les relations de *Kramers-Kronig* [8].

i. Le chirp adiabatique

Au dessus du seuil, deux phénomènes non-linéaires simultanés contribuent par leur effet sur la densité de porteurs à l'existence du chirp adiabatique des lasers DFB. Il s'agit de la compression du gain du matériau avec la puissance optique et de la variation des pertes internes du matériau en fonction de la densité de porteurs injectés.

En effet, une augmentation de la densité de photons dans la cavité laser entraîne une réduction du gain matériau. En conséquence, une augmentation de la densité de porteurs est nécessaire pour compenser les pertes optiques de la cavité et maintenir la condition d'oscillation laser. L'accroissement induit de la densité de porteurs entraîne simultanément une augmentation des pertes internes. Ceci mène de nouveau à une augmentation de la densité de porteurs pour assurer l'oscillation. Ainsi, l'indice de réfraction effectif décroît dans la cavité avec l'injection du courant engendrant donc une diminution de la longueur d'onde de Bragg et par suite celle de la longueur d'onde d'émission laser. La dérive, adiabatique en fréquence des lasers DFB liée à l'effet que nous venons de décrire est toujours positive et se trouve de façon équivalente dans les lasers FP (deuxième terme de l'équation (1.71)).

Un autre effet à l'origine du chirp adiabatique des lasers DFB vient se superposer aux effets de la compression du gain et de la variation des pertes internes de la cavité, c'est celui des non linéarités spatiales dans la cavité laser souvent appelées le *spatial hole burning* (SHB) [1,37].

Généralement, la répartition du champ optique dans la cavité est non uniforme et dépend fortement des phases aux facettes (paragraphe 1.1.3.d) [38,39]. La non uniformité du champ est à l'origine du SHB. En effet, le couplage entre les photons et les porteurs décrit par les équations d'évolution ((2.33) et (2.34)) implique que toute fluctuation d'amplitude entraîne une fluctuation de densité de porteurs. Les régions de fortes densités de photons

posséderont une faible densité de porteurs et vice versa. La distribution longitudinale de la densité de porteurs adopte, de ce fait, un profil inverse à celui des photons. La distribution non uniforme de la densité de porteurs induit une distribution hétérogène de l'indice de réfraction (SHB). Ceci mène à une perturbation de la période du réseau de Bragg accompagné d'une variation du recouvrement de l'onde avec le réseau de Bragg induisant soit une diminution soit une augmentation des pertes DFB en fonction de la valeur des phases aux facettes. Cette variation des pertes DFB affecte la densité de porteurs moyenne pour maintenir la condition d'oscillation laser. On aboutit donc à une variation de l'indice de réfraction moyen via le couplage phase-amplitude (α_H) et par suite celle de la longueur d'onde de Bragg. Il en résulte une déviation de la longueur d'onde d'émission (chirp). Par contre, le signe de cette déviation est dépendant des phases aux facettes et ne peut pas être facilement prédit. Une étude plus détaillée de ces effets sur le comportement du chirp des lasers DFB sera présentée dans le troisième chapitre. L'objectif de l'étude qui y sera présentée est d'établir des moyens ou des configurations assurant la prévision et le contrôle du comportement de la déviation en fréquence.

En résumé, le chirp adiabatique associé à la modification de la densité de porteurs dans la région active et à sa répartition s'exprime par l'association de deux composantes :

$$\left(\frac{\delta\nu}{\delta I}\right)_{\text{porteurs}}^{\text{adiabatique}} = \left(\frac{\delta\nu}{\delta I}\right)_{\text{SHB}} + \left(\frac{\delta\nu}{\delta I}\right)_{\text{Compression..du gain+pertes.internes}} \quad (1.68)$$

où δI est le courant de modulation appliqué au laser.

Jusqu'ici, nous avons uniquement considéré le changement de l'indice lié aux modifications de la densité de porteurs à l'équilibre par la puissance optique. Pour les faibles fréquences, la température du laser est perturbée par le courant d'injection entraînant une variation d'indice. En prenant en compte cette contribution, le chirp adiabatique peut être exprimé par [40]:

$$\left(\frac{\delta\nu}{\delta I}\right)_{\text{total}}^{\text{adiabatique}} = \left(\frac{\delta\nu}{\delta I}\right)_{\text{porteurs}}^{\text{adiabatique}} + \left(\frac{\delta\nu}{\delta I}\right)_{\text{température}} \quad (1.69)$$

$$\text{avec} \quad \left(\frac{\delta\nu}{\delta I}\right)_{\text{température}} = \frac{(1 - \eta_{wp})V_{\text{seuil}}Z_T \delta\nu / \delta T}{1 + j\omega\tau_T} \quad (1.70)$$

où η_{wp} , V_{th} , Z_T , $\delta v/\delta T$, ω , τ_T sont respectivement l'efficacité énergétique, la tension appliquée au seuil, l'impédance thermique, la dérive en fréquence avec la température, la fréquence angulaire d'émission et la constante de temps thermique.

Dans ce qui suit, nous ne prenons pas en compte les variations thermiques car les fréquences de modulation rencontrées sont grandes par rapport à la constante de temps thermique. La température reste alors égale à une valeur dictée par le courant moyen. Il nous arrivera néanmoins de rencontrer des situations expérimentales où l'échauffement du composant par un autre élément (en l'occurrence d'une résistance de charge traversée par le courant issu du modulateur EAM lui-même absorbant la lumière du laser) aura une conséquence sur la longueur d'onde d'émission à considérer. Le chirp adiabatique total du laser DFB est exprimé par :

$$\begin{aligned} \Delta v^{adiabatique} &= v(I + \Delta I) - v(I) = \int_I^{I+\Delta I} \left(\frac{\delta v}{\delta I} \right)_{porteurs}^{adiabatique} dI \\ &= \int_I^{I+\Delta I} \left(\frac{\delta v}{\delta I} \right)_{SHB} dI + \frac{\eta_i \alpha_H}{e4\pi} \frac{\Gamma \varepsilon}{V} \Delta I \end{aligned} \quad (1.71)$$

où η_i , e , V , ε , Γ et ΔI sont respectivement le rendement interne, la charge d'un électron, le volume de la cavité, le facteur de compression du gain, le facteur de confinement et le courant de modulation. Le premier terme de l'équation (1.71) représente la contribution du SHB au chirp tandis que le deuxième terme représente le chirp adiabatique lié à la compression du gain [1].

Le calcul de la contribution du SHB au chirp des lasers DFB ne peut plus se faire de manière analytique. Pour poursuivre cette analyse, nous avons eu recours à une modélisation complète des lasers DFB basée sur le formalisme des matrices de transfert permettant de prendre en compte les non-linéarités spatiales de l'indice engendrées par le SHB. Le modèle fera l'objet du deuxième chapitre.

ii. Le chirp transitoire

Le chirp transitoire (équation (1.55)), est causé par la modulation d'indice de réfraction induite par des variations transitoires des porteurs dans la cavité qui accompagne tout changement de régime. Une augmentation rapide du courant d'injection est suivie par une augmentation de densité de porteurs qui entraîne un accroissement de la densité de photons et du taux d'émission stimulée. Ceci engendre un épuisement rapide de la densité de porteurs

suivi par un affaiblissement de la densité de photons et du taux d'émission stimulée. Cette séquence va se répéter à une fréquence propre du système appelée fréquence de relaxation (f_r) avec un amortissement (figure 1.20(a)). Le chirp transitoire qui est relié à ces oscillations, présente une résonance à la fréquence de relaxation. L'interaction photon-porteur dans la cavité engendre un déplacement vers les hautes fréquences (chirp bleu) et les basses fréquences (chirp rouge) durant la montée et la descente en intensité respectivement [1].

La figure 1.21 illustre l'évolution du chirp en fonction de la fréquence d'un signal de modulation de petite amplitude appliquée sur le courant de polarisation autour d'un point de fonctionnement donné. Pour des faibles fréquences bien inférieures à la fréquence de relaxation, le laser est en régime adiabatique puisqu'il trouve le temps de se stabiliser. Par contre, pour les hautes fréquences autour de f_r , la rapidité de la modulation induit des oscillations de relaxation et le terme $(1/S)(\partial S/\partial t)$ de l'équation (1.55) devient prédominant car la densité de porteurs dans la cavité n'a plus le temps de se stabiliser. D'où, l'apparition du chirp transitoire qui s'ajoute au chirp adiabatique.

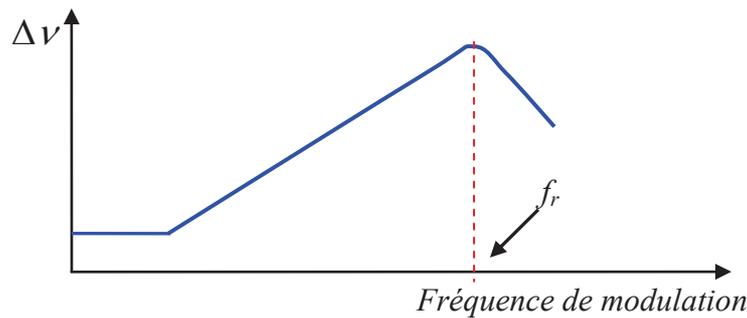


Figure 1.21: Variation du chirp des lasers DFB en fonction de la fréquence de modulation

iii. Analyse du signal optique issu d'un laser modulé en courant

Lorsque l'on est amené à analyser le signal complexe issu d'un laser modulé, il faut considérer parallèlement la modulation de la puissance du faisceau émis et la modulation de sa phase (ou de sa fréquence instantanée qui est définie comme la dérivée de la phase). Le champ optique du signal complexe peut être exprimé par:

$$E(t) = E_0[1 + m \cos(2\pi f_m t)] \times \exp[j(\omega_0 t + \beta \sin(2\pi f_m t + \theta))] \quad (1.72)$$

avec $E_0, f_m, \omega_0, \theta$ respectivement l'amplitude du champ, la fréquence de modulation, la fréquence porteuse et le déphasage entre la modulation AM et FM. Les indices de modulation AM (m) et FM (β) sont définis par:

$$m = \frac{\Delta P}{P_0} \quad (1.73)$$

$$\beta = \frac{\Delta v}{f_m} \quad (1.74)$$

où ΔP , Δv , P_0 sont respectivement l'excursion en puissance, l'excursion en fréquence par rapport à la porteuse et la puissance de sortie moyenne.

Dans le cas petit signal, une formulation du rapport entre ces deux modulations peut être déduite des considérations développées dans les paragraphes précédents pour des petites modulations sinusoïdales (petit-signal) du courant de modulation. Il est alors utile de faire apparaître deux paramètres phénoménologiques accessibles à la mesure (par des procédés que nous ne décrivons pas à ce niveau de l'exposé) qui expriment le rapport entre l'excursion en fréquence (δv) et l'excursion de la puissance (δP) ainsi que le rapport entre l'excursion en fréquence (δv) et l'excursion du courant de modulation (δI) pour une polarisation fixée. Il s'agit du CPR, « Chirp to Modulated Power Ratio » et du CCR, « Chirp to Modulated Current Ratio » définis par:

$$CPR = \frac{\delta v}{\delta P} e^{j\theta} \quad (1.75)$$

$$CCR = \frac{\delta v}{\delta I} e^{j\theta} \quad (1.76)$$

La valeur de ces paramètres provient directement des phénomènes de chirp adiabatique, transitoire et thermique décrits dans le paragraphe précédent en approximant les rapports d'excursion par les dérivées partielles. A basse fréquence, seul le chirp adiabatique et le chirp thermique entrent en jeu. A plus haute fréquence, le chirp transitoire devient important voire dominant.

L'extraction du CPR en régime petit-signal est effectuée à travers la mesure du rapport complexe $2\tilde{\beta}/m$ où $\tilde{\beta} = \beta \exp(j\theta)$ est l'indice de modulation FM complexe [41]:

$$\frac{2\tilde{\beta}}{m} = \frac{2\beta}{m} e^{j\theta} = \frac{\frac{2\Delta v}{f_m}}{\frac{\Delta P}{P_0}} e^{j\theta} = \frac{2P_0}{f_m} CPR = \alpha_H \left(1 + j \frac{f_c}{f_m} \right) \quad (1.77)$$

Dans l'équation (1.77), f_c représente la fréquence de coude et est donnée par [42]:

$$f_c = \frac{1}{2\pi} v_g \frac{\partial g}{\partial P} P \quad (1.78)$$

où v_g est la vitesse de groupe, P est la puissance de sortie, et $\partial g/\partial P$ est la dérivée du gain par rapport la puissance.

Pour des fréquences de modulation assez élevées ($f_m \gg f_c$), le facteur $2\beta/m$ tends vers le facteur de couplage phase-amplitude du matériau α_H (facteur de Henry).

1.4.3.b. Le chirp des modulateurs EAM

Pour le modulateur EAM, nous conserverons l'appellation adiabatique et transitoire pour qualifier le chirp et ses conséquences sur les variables système (intensité et fréquence instantanée) bien que ceci constitue un abus de langage d'un point de vue physique. Les phénomènes adiabatiques représentent la modification des paramètres internes aux composants entre des états stationnaires ainsi que l'extrapolation de ce différentiel pour toutes les fréquences de modulation. Le phénomène transitoire apparaît lorsque les dynamiques internes des constituants (photons et porteurs pour le laser) diffèrent entraînant un comportement dont la modélisation temporelle demande un suivi séparé de ces différents paramètres. Dans le cas des EAM, hormis lorsque l'on commence à prendre en compte les dynamiques de saturation et d'extraction des porteurs, ce que nous n'abordons pas, le comportement analysé est de nature adiabatique. Par contre, agissant sur l'absorption et l'indice de réfraction, les paramètres « signal » couplés sont la différence de puissance entre entrée et sortie, et le déphasage entre entrée et sortie. Or les caractérisations se font ordinairement en termes de fréquence instantanée qui est la dérivée de la phase. Cette dérivation va impliquer que les changements de fréquences ont lieu sur les fronts montant ou descendant de la modulation de la variable externe (la tension appliquée pour un EAM). Il en résulte l'utilisation courante du terme chirp transitoire pour décrire ce phénomène.

i. Le chirp adiabatique

En toute rigueur, un modulateur externe sans contre-réaction sur la source présente un chirp adiabatique strictement nul puisqu'en régime stationnaire, la fréquence de sortie du signal optique égale sa fréquence d'entrée. Les modulateurs EAM que nous étudions de par leur intégration avec les lasers DFB traité en HR/AR peuvent engendrer l'apparition de plusieurs phénomènes qui engendre un léger chirp adiabatique. Ces phénomènes sont illustrés dans la figure 1.22.

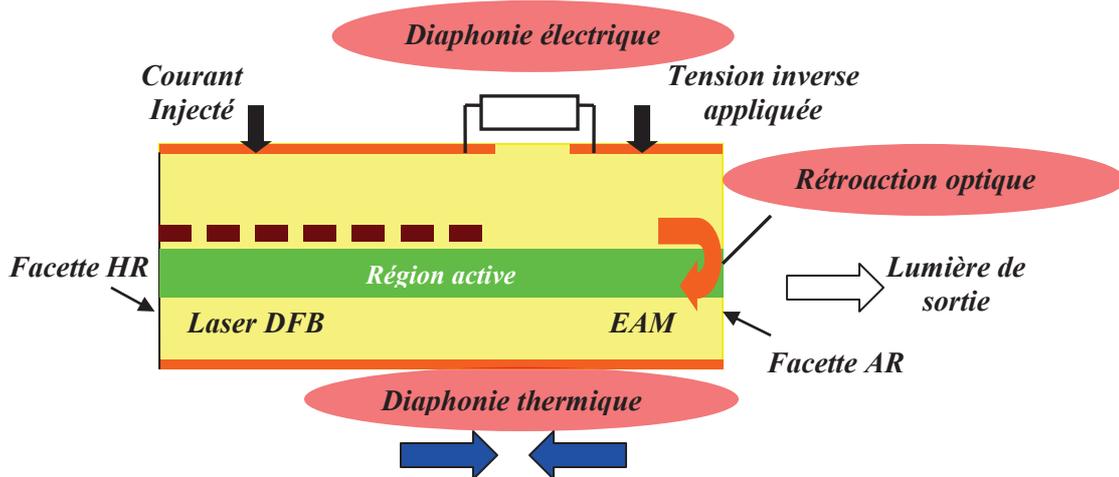


Figure 1.22: Représentation schématique des phénomènes qui sont à l'origine du chirp adiabatique des modulateurs EAM dans les EML

Premièrement, il s'agit de la rétroaction optique causée par une réflexion résiduelle au niveau la facette AR située après la section de modulation. En effet, une fraction de la lumière incidente peut être réfléchi involontairement vers la cavité du laser. Même une quantité petite de quelques pourcents de retour optique peut modifier la densité de photons dans la cavité laser ce qui influence la densité de porteurs. Ce changement entraîne inévitablement une modification de l'indice de réfraction ce qui altère la fréquence d'émission du laser. Or la quantité de lumière rétro-réfléchi dans la cavité dépend directement de l'état d'absorption du modulateur qu'elle traverse à l'aller et au retour. La fréquence d'émission du composant varie ainsi avec la commande du modulateur ce qui peut être assimilé à un chirp adiabatique [43]. L'influence du retour optique sur le comportement du chirp adiabatique sera étudiée dans le troisième chapitre pour le cas des lasers modulés directement.

Deuxièmement, une diaphonie électrique résulte d'une isolation électrique insuffisante entre le laser et le modulateur. En effet, la tension appliquée au modulateur influence le courant d'injection du laser à travers une conductance finie qui a pour effet la modulation directe du laser et donc la modulation adiabatique de sa fréquence [44].

Enfin, des échanges thermiques peuvent résulter de l'influence de l'augmentation de la température de l'un des composants intégrés sur des sections adjacentes. En particulier, lorsque le modulateur est en régime d'absorption, les photons absorbés sont à l'origine d'un photo-courant qui induit un échauffement du composant et de la résistance d'adaptation. Ceci engendre un changement d'indice de réfraction dans le laser et donc une modification de la fréquence émise [45].

ii. Le chirp transitoire

Le chirp transitoire des modulateurs EAM est causé par la modulation d'indice de réfraction parasite lié à une montée ou une descente de la tension appliquée induite par le changement du spectre d'absorption. Cette modulation d'indice est représentée schématiquement dans la figure 1.23 par une modulation de la longueur optique. D'après les équations (1.60) et (1.63), la variation du déphasage de l'onde optique entre l'entrée et la sortie du modulateur $\Delta\phi$ suite à une modulation de la tension appliquée est exprimée en fonction de la variation d'indice de réfraction $\Delta n'$ dans la zone qui subit une modification (puits quantiques) par:

$$\Delta\phi(V(t)) = -\frac{\omega_0}{c} [n'(V_0) + \Gamma_{EAM} \Delta n'(V(t))] L_{EAM} \quad (1.79)$$

où L_{EAM} représente la longueur d'interaction et Γ_{EAM} le facteur de confinement qui traduit le recouvrement entre le mode optique et les puits quantiques dans l'EAM.

L'amplitude et le signe du chirp transitoire des modulateurs EAM dépendent du coefficient de couplage phase-amplitude α_H qui relie $\Delta n'$ et $\Delta n''$ (équation (1.67)). Nous avons vu dans le paragraphe (1.4.1.b) que le coefficient α_H du modulateur peut être négatif ou positif suivant le point de fonctionnement aboutissant ainsi à des comportements de chirp différents. La relation entre le chirp transitoire est illustrée schématiquement sur la figure 1.24.

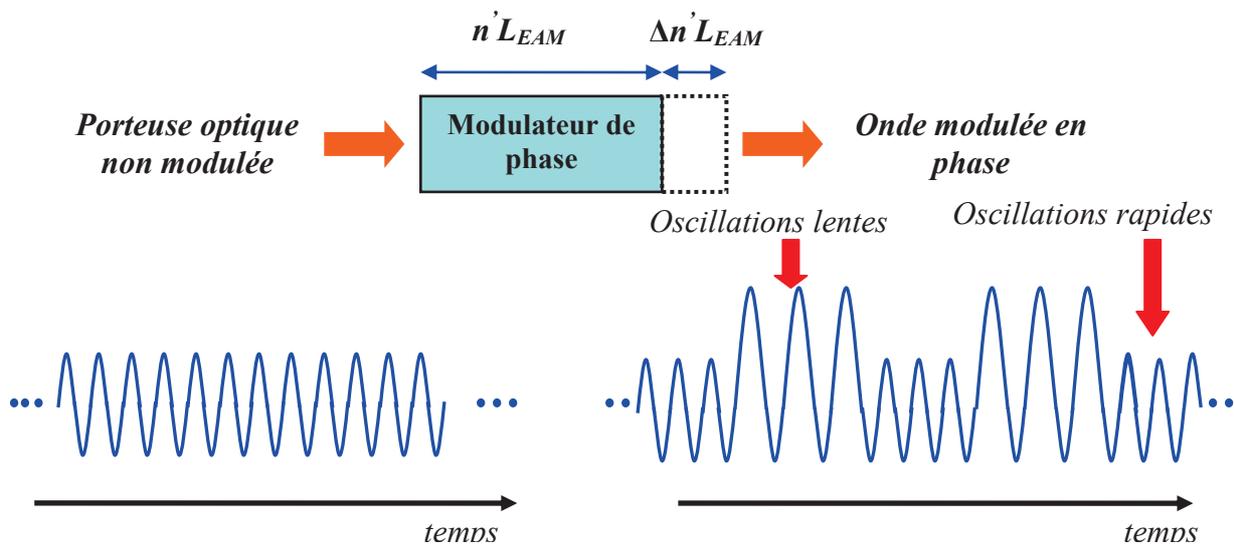


Figure 1.23: Schéma de la modulation de phase imposée à la porteuse optique de l'onde dans un modulateur EAM. Des oscillations rapides et lentes de la porteuse sont apparues suite à une modulation d'indice liée à la modulation d'absorption

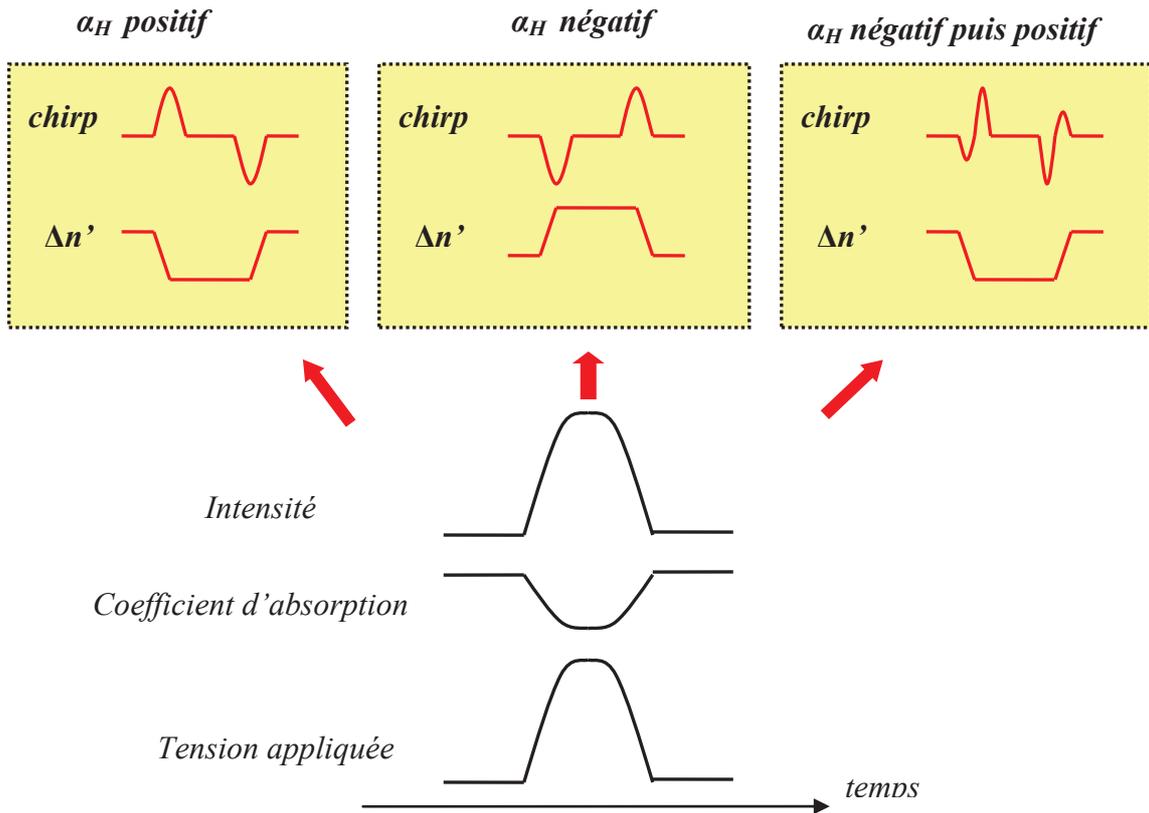


Figure 1.24: Schéma du comportement du chirp des modulateurs EAM suite à une modulation d'intensité pour α_H positif et négatif

La déviation en fréquence des modulateurs EAM peut être perturbée par l'accumulation des porteurs photogénérés. Un champ électrique opposé au champ appliqué résulte de l'accumulation de ces porteurs ce qui influence le facteur de couplage phase-amplitude α_H , celui-ci pouvant devenir négatif [20]. La solution à ce problème est technologique et impose de concevoir des structures avec un temps d'évacuation de porteurs suffisamment faible.

1.5. Transmission sur fibre optique d'un signal modulé simultanément en intensité et en fréquence

1.5.1. La dispersion dans les fibres optiques

Lorsqu'une onde électromagnétique interagit avec les électrons liés d'un diélectrique, la réponse au milieu dépend généralement de la fréquence de l'onde ω . Cette propriété connue sous le nom de dispersion chromatique se manifeste à travers la dépendance en fréquence de l'indice de réfraction. L'origine de la dispersion chromatique est liée à la dépendance en fréquence de l'absorption du matériau formant la fibre optique [46]. La dispersion chromatique des fibres monomodes joue un rôle critique dans la propagation des signaux

optiques car les différentes composantes spectrales associées à ces signaux se déplacent avec des vitesses de groupe différentes.

Du point de vue mathématique, les effets de la dispersion de la fibre sont pris en compte en développant la constante de propagation β_f du mode se propageant dans le guide en série de *Taylor* autour de la fréquence porteuse du signal ω_0 .

$$\beta_f(\omega) = \beta_{f0} + \beta_{f1}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2!} \beta_{f2}(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (1.80)$$

où

$$\beta_{f_n} = \left(\frac{d^n \beta_f}{d\omega^n} \right) \Big|_{\omega=\omega_0} \quad \text{avec } n = 0, 1, 2, \dots \quad (1.81)$$

Les paramètres β_{f1} et β_{f2} sont des fonctions de l'indice de réfraction n' et sont exprimés par [47]:

$$\beta_{f1} = \frac{1}{v_g} = \frac{n'_g}{c} = \frac{1}{c} \left(n' + \omega \frac{dn'}{d\omega} \right) \quad (1.82)$$

$$\beta_{f2} = \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn'}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n'}{d\omega^2} \right) \quad (1.83)$$

n'_g, v_g sont respectivement l'indice et la vitesse de groupe. Physiquement, l'enveloppe du signal se déplace à la vitesse de groupe tandis que le paramètre β_{f2} qui représente la dispersion de groupe, est responsable de l'élargissement temporel du signal. Pour caractériser une transmission, le paramètre β_{f2} est souvent remplacé par le coefficient de dispersion D_λ toujours exprimé en (ps/nm/km) donné par [48]:

$$D_\lambda = \frac{d\beta_{f1}}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_{f2} \approx -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n'}{d\lambda^2} \quad (1.84)$$

Comme le montre la figure 1.25, les fibres monomodes dites standard (G652) ont une dispersion nulle pour des longueurs d'onde de l'ordre de 1,3 μm et une dispersion d'environ 17 ps/nm/km pour les longueurs d'onde de l'ordre de 1,55 μm .

Dans ce qui suit, nous nous intéressons à la longueur d'onde de 1,55 μm , la plus couramment utilisée dans les transmissions de signaux à haut débit sur de longues distances de fibre optique. A cette longueur d'onde, l'atténuation de la fibre est minimale et elle est de l'ordre de 0,18 dB/km [20] et donc le facteur majeur limitant de la transmission devient la dispersion chromatique.

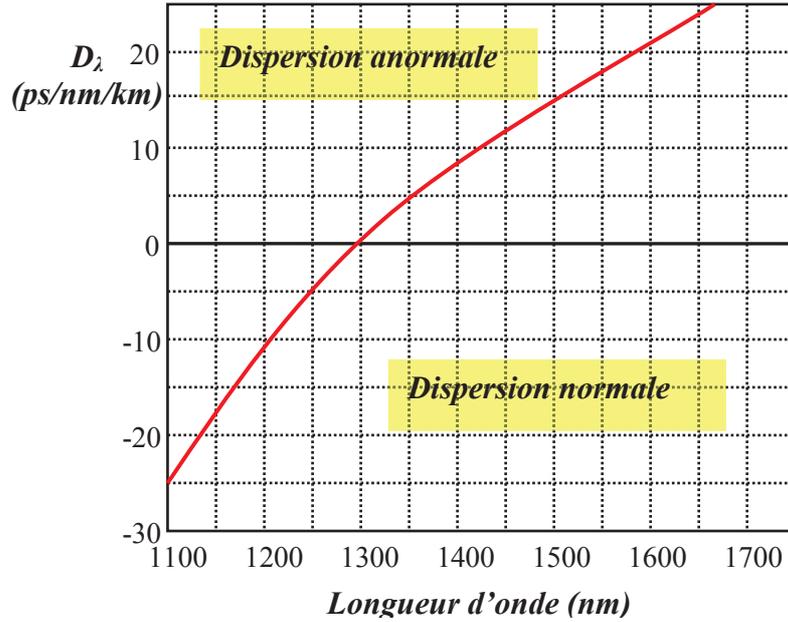


Figure 1.25: Variation du coefficient de dispersion en fonction de la longueur d'onde dans une fibre optique monomode standard (d'après [8])

Ainsi, lors d'une propagation de deux signaux de longueurs d'onde espacées de $\Delta\lambda$ sur une distance de L_{fibre} , la dispersion de la fibre entraîne un retard relatif $\Delta\tau$ donné par [46]:

$$\Delta\tau = L_{fibre} \times D_{\lambda} \times \Delta\lambda \quad (1.85)$$

Considérons $E(0, f_m)$ et $E(L_{fibre}, f_m)$ les transformées de Fourier de l'enveloppe complexe d'un signal modulé avant et après une propagation sur une distance L_{fibre} de fibre. L'influence de la dispersion chromatique sur le spectre de l'enveloppe de ce signal est exprimée alors par la fonction de transfert de la fibre monomode en régime linéaire [20]:

$$\frac{E(L_{fibre}, f_m)}{E(0, f_m)} = \exp\left(\frac{-j\pi\lambda^2 D_{\lambda} f_m^2 L_{fibre}}{c}\right) \quad (1.86)$$

où λ est la longueur d'onde porteuse et f_m est la fréquence de modulation.

1.5.2. Les effets négatifs du chirp sur la transmission

Comme indiqué dans la partie précédente, la modulation d'intensité de la lumière est le plus souvent accompagnée d'une modulation de phase ou de fréquence.

Dans un système de communication, la bande passante des signaux optiques doit être aussi faible que possible dans le but de minimiser les effets d'élargissement liés à la dispersion. D'une manière générale, la dispersion chromatique de la fibre optique distord la forme temporelle du signal et l'élargit - ou parfois le comprime - d'autant plus que celui-ci

possède un spectre large. Il est alors clair qu'un signal ayant subi un fort élargissement spectral du fait du phénomène de chirp au niveau de la source sera moins adapté à une transmission sur des distances importantes. Prenons l'exemple d'une impulsion optique à 10 Gb/s dont le module de l'enveloppe est de forme gaussienne et dont la fréquence est affectée par un chirp issu d'un couplage phase-amplitude α_H , la figure 1.27 montre la forme temporelle de cette impulsion en sortie d'une fibre monomode de dispersion $D_\lambda = 17$ ps/nm/km après une distance de propagation de 80 km. La conjonction entre le chirp et la dispersion peut être déterminée en multipliant la transformée de Fourier du champ électrique modulé complexe à la sortie de la source (DFB, EAM ou EML), par la fonction de transfert de la fibre donnée en (1.86).

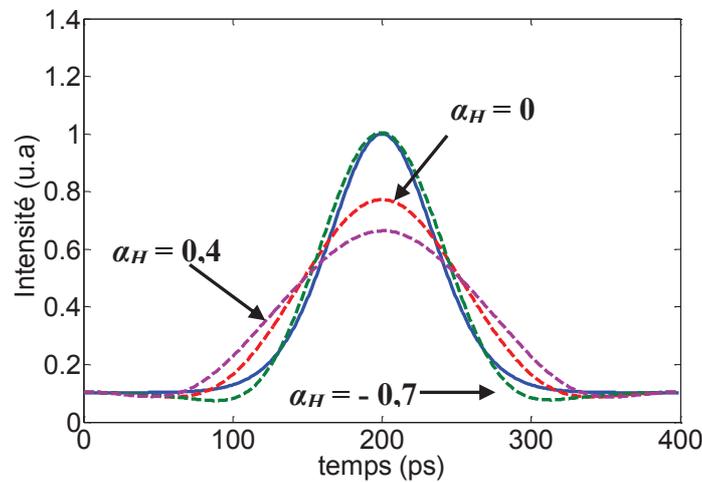


Figure 1.26: Distorsion temporelle d'une impulsion d'enveloppe gaussienne à 10 Gb/s avant (en continu) et après propagation (en pointillé) dans une fibre standard monomode en fonction du facteur de couplage phase-amplitude α_H , $D_\lambda = 17$ ps/nm/km, $L_{fibre} = 80$ km

La figure 1.26 montre un étalement temporel du signal dans le cas d'un coefficient de couplage phase-amplitude positif ($\alpha_H > 0$). Lorsque l'impulsion provient d'une source de couplage phase-amplitude négatif ($\alpha_H < 0$), l'impulsion peut retrouver quasiment sa forme en sortie de fibre après avoir, en fait, subi une compression initiale.

Dans un système de transmission de données basée sur une modulation d'intensité, la déformation du signal, induite par la conjonction du chirp et de la dispersion dans la fibre optique monomode, entraîne une interférence inter-symbole (ISI) comme la montre la figure 1.27, dégradant ainsi les performances d'une transmission en termes de débit et de portée. Dans un système à détection directe, la valeur tolérable d'ISI est dépassée lorsque la valeur du bit ne peut plus être détectée autour d'une valeur seuil, ce qui aboutit à des fortes valeurs de taux d'erreur binaire (BER : Bit Error Rate) et correspond à la fermeture du diagramme de l'œil.

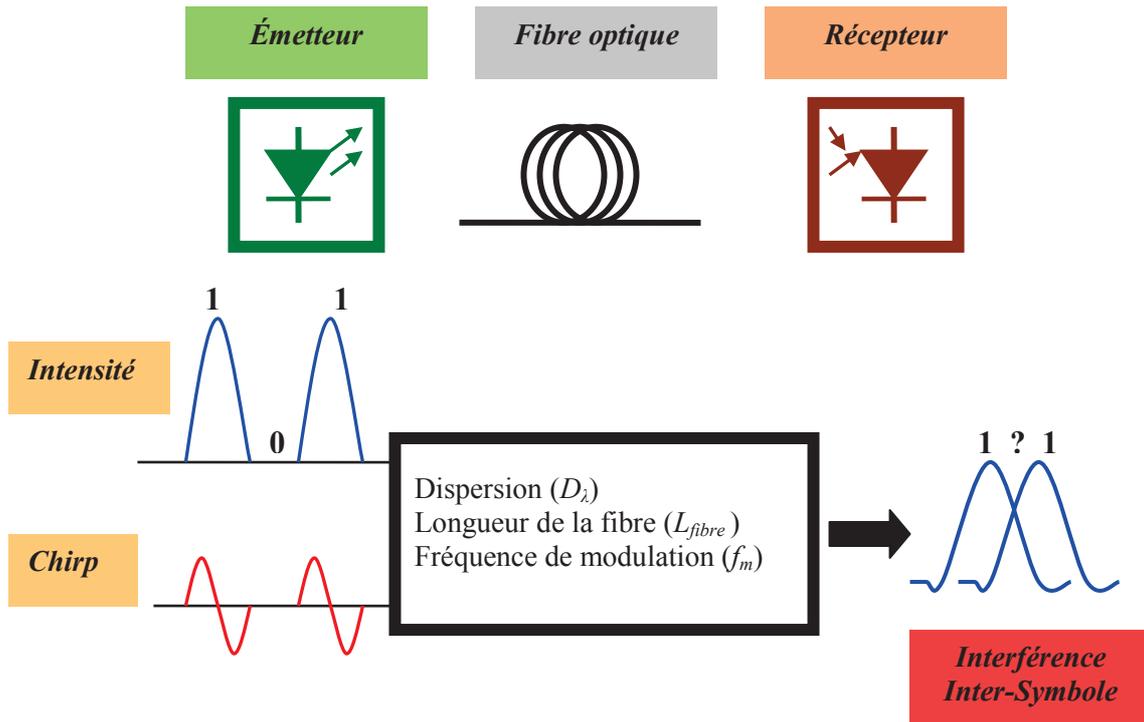


Figure 1.27: Schéma de l'interférence inter-symbole (ISI) issue de la conjonction du chirp de l'émetteur et la dispersion de la fibre

Dans les systèmes optiques de communication limités par la dispersion, la portée de transmission peut être améliorée par :

- La gestion de la dispersion de la liaison optique à travers le déploiement des dispositifs à compensation de dispersion placés à des positions spécifiques [46].
- Le contrôle du chirp via la manipulation du facteur de couplage phase-amplitude α_H [49].
- Les méthodes de pré-distorsion du signal en termes d'amplitude, de fréquence ou de phase. Un tel signal convenablement « pré-déformé » peut être obtenu à travers la conversion de la modulation FM d'un laser modulé directement par son courant d'injection en modulation AM en utilisant un filtre optique étroit [50] ou bien en se servant de la fibre optique elle-même puisqu'elle agit comme un convertisseur FM/AM [51].

Le travail de recherche dans le cadre de cette thèse fait suite à une innovation précédemment démontrée consistant à la génération des signaux pré-déformés par une modulation duale d'un laser et d'un modulateur respectivement en fréquence et en intensité [6,7]. Cette méthode permet en respectant une certaine condition concernant le rapport FM/AM, de réduire la bande passante du signal optique modulé ce qui mène à une

augmentation de la portée de transmission à haut débit au-delà de la limite imposée par la dispersion. Ces effets seront présentés dans le paragraphe suivant.

1.5.3. Méthodes tirant avantage du phénomène de chirp dans la conception d'une transmission sur fibre optique dispersive.

Un signal modulé purement en amplitude (AM) dont le spectre contient deux bandes latérales autour de la fréquence porteuse (DSB : Double Side Band) souffre de la dispersion chromatique des fibres optiques qui induit des interférences constructives ou destructives à la réception entre les signaux issus du battement entre chaque bande latérale et la porteuse. En effet, la dispersion chromatique fait évoluer avec la distance la relation de phase entre ces deux battements, pouvant amener une disparition totale de la modulation d'amplitude remplacée en fait par une modulation d'angle (phase/fréquence) non détectable dans un système à détection directe. La suppression d'une des deux bandes latérales permet aux signaux modulés d'obtenir une immunité contre la dispersion de la fibre permettant d'étendre la portée de la transmission de manière très conséquente. Ces signaux à bande latérale unique sont connus sous leur acronyme anglais SSB (Single Side Band).

1.5.3.a. La génération des signaux SSB

La suppression d'une bande latérale (SSB) est possible à partir de l'ajustement d'une modulation FM couplée à une modulation AM. Sous la condition d'un rapport AM/FM adéquat et défini dans l'équation (1.96), l'addition des deux modulations entraîne la suppression d'une bande latérale pour des signaux modulés en intensité et en fréquence (figure 1.28).

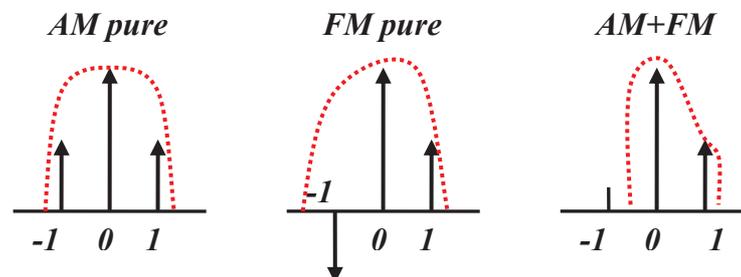


Figure 1.28: Représentation schématique des spectres de signaux modulés purement AM et FM des signaux SSB issues du mélange AM et FM (d'après [52])

Dans le paragraphe suivant nous présentons le calcul de la condition de génération des signaux SSB pour un cas général d'une modulation sinusoïdale en intensité et en fréquence simultanées.

i. Cas d'une modulation sinusoïdale

Nous modulons une porteuse optique en intensité et en angle par le même signal RF sinusoïdal en continu (CW: Continuous Wave), d'amplitude A et de fréquence $\omega_m = 2 \times \pi \times f_m$:

$$x(t) = A \times \cos(\omega_m t + \varphi) \quad (1.87)$$

où φ est la phase initiale du signal.

Le champ est modulé en régime petit-signal en fréquence est exprimée par :

$$E_{FM}(t) = E_0 \times \exp \left[j \left(\omega_c t + 2\pi \Delta \nu \int_t x(\tau) d\tau \right) \right] \quad (1.88)$$

avec E_0 est l'amplitude du champ, ω_c est la fréquence porteuse et $\Delta \nu$ est l'excursion en déviation en fréquence par rapport à la porteuse.

En admettant que la modulation d'amplitude et de phase soit très lente par rapport à la fréquence optique dont la valeur est de l'ordre de 200 THz, l'équation (1.88) peut être écrite sous la forme :

$$E_{FM}(t) = E_0 \times \exp[j(\omega_c t + \beta \sin(\omega_m t + \varphi))] \quad (1.89)$$

où β est l'indice de modulation FM défini par l'équation (1.74).

Le champ optique modulé en amplitude et en fréquence est donnée par :

$$E_{IM+FM}(t) = E_0 \left[1 + \frac{m_{IM}}{2} \cos(\omega_m t + \varphi + \theta) \right] \times \exp[j(\omega_c t + \beta \sin(\omega_m t + \varphi))] \quad (1.90)$$

avec m_{IM} et θ sont respectivement l'indice de modulation d'intensité (IM) et le déphasage entre la modulation IM et FM.

En supposant que $\varphi = 0$, l'équation (1.90) peut se récrire en décomposant sur la base des fonctions de Bessel $\left(\exp(jh \sin(u)) = \sum_n J_n(h) \exp(jnu) \right)$:

$$E_{IM+FM}(t) = E_0 \left[1 + \frac{1}{4} \tilde{m}_{IM} \exp(j\omega_m t) + \tilde{m}_{IM}^* \exp(-j\omega_m t) \right] \times \exp(j\omega_c t) \times \left[\sum_n J_n(m_{FM}) \exp(jn\omega_m t) \right] \quad (1.91)$$

avec
$$\tilde{m}_{IM} = m_{IM} \exp(j\theta) \quad (1.92)$$

Pour un faible indice de modulation m_{IM} , l'équation (1.91) peut être étendue au premier ordre de l'approximation des fonctions de Bessel [53]:

$$\begin{aligned} E_{IM+FM}(t) = E_0 \times & \left[\left(J_0(\beta) + \left(\frac{\tilde{m}_{IM}^*}{4} - \frac{\tilde{m}_{IM}}{4} \right) J_1(\beta) \right) \times \exp j\omega_c t \right. \\ & + \left(-J_1(\beta) + \frac{\tilde{m}_{IM}^*}{4} J_0(\beta) \right) \times \exp j(\omega_c - \omega_m)t \\ & + \left(J_1(\beta) + \frac{\tilde{m}_{IM}}{4} J_0(\beta) \right) \times \exp(j(\omega_c + \omega_m)t) \\ & + \left(-\frac{\tilde{m}_{IM}^*}{4} J_1(\beta) \right) \times \exp(j(\omega_c - 2\omega_m)t) \\ & \left. + \left(\frac{\tilde{m}_{IM}}{4} J_1(\beta) \right) \times \exp(j(\omega_c + 2\omega_m)t) \right] \end{aligned} \quad (1.93)$$

Le premier terme de l'équation (1.93) correspond à la porteuse optique tandis que le deuxième et le troisième correspondent à la bande latérale inférieure (LSB: Lower Side Band) et supérieure (USB: Upper Side Band) respectivement. Le quatrième et le cinquième terme représentent les harmoniques du second ordre (figure 1.29(a)).

La génération des signaux SSB est issue de la suppression de l'une des bandes latérales pour :

$$\theta = 0 \text{ ou } \pi \text{ et } J_1(\beta) = \frac{1}{4} m_{IM} J_0(\beta) \quad (1.94)$$

La suppression de la bande latérale supérieure (USB) et inférieure (LSB) est obtenue lorsque $\theta = \pi$ et $\theta = 0$ respectivement (figure 1.29(b) et (c)).

Pour une faible modulation FM ($\beta \ll 1$), l'équation (1.94) devient:

$$\frac{m_{IM}}{2} = \frac{\Delta\nu}{f_m} = \frac{\Delta\nu_{pp}}{2f_m} = \beta \quad (1.95)$$

avec $\Delta\nu_{pp}$ est l'excursion en fréquence pic à pic.

L'équation (1.95) représente donc la condition de génération des signaux modulés à bande latérale unique à porteuse large (SSB-LC : Single SideBand-Large Carrier). Afin de montrer leurs capacités à s'affranchir des effets de la dispersion dans les fibres optiques monomodes, nous avons étudié alors la réponse de la fibre pour les signaux SSB-LC et DSB.

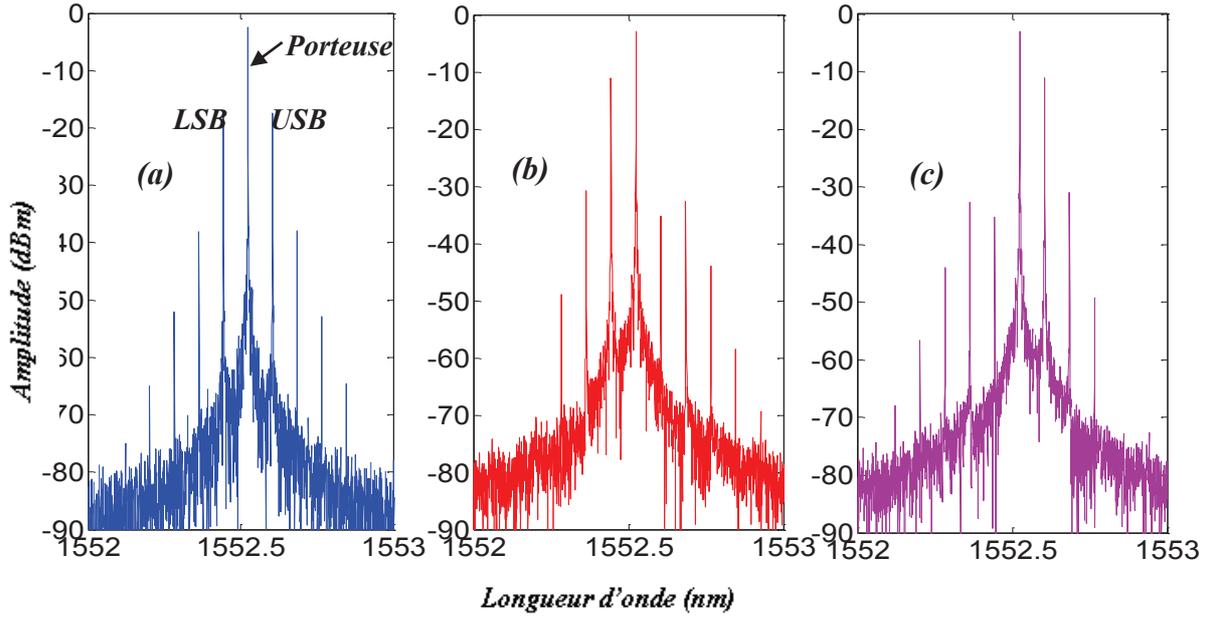


Figure 1.29: Spectre optique simulé à partir de l'équation (1.93) pour un cas idéal d'un modulateur de fréquence en cascade avec un modulateur d'intensité pour les signaux DSB (a) et SSB dans le cas de la suppression de USB (b) et LSB (c)

Le champ optique après la propagation dans une fibre optique monomode de longueur L_{fibre} et de constante de propagation β_f (équation (1.80)) est donné par:

$$E_{IM+FM}(t) = E_0 \times \exp(j\omega_c t) \times [1 + B_1 \exp(j\omega_m t) + B_2 \exp(-j\omega_m t)] \quad (1.96)$$

avec
$$B_1 = \left(\frac{\beta}{2} + \frac{\tilde{m}_{IM}}{4} \right) \exp(j(\delta_1 + \delta_2)) \quad (1.97)$$

$$B_2 = \left(-\frac{\beta}{2} + \frac{\tilde{m}_{IM}^*}{4} \right) \exp(j(-\delta_1 + \delta_2)) \quad (1.98)$$

$$\delta_1 = \beta_{f1} \omega_m L_{fibre} \quad \text{et} \quad \delta_2 = \frac{\beta_{f2}}{2} \omega_m^2 L_{fibre} \quad (1.99)$$

A la réception, le photocourant généré est proportionnel au carré du champ électrique reçu et peut être exprimé par cette équation:

$$I \propto m_{IM} \cos(\omega_m t + \delta_1 + \theta) \cos(\delta_2) - 2\beta \sin(\delta_2) \sin(\omega_m t + \delta_1) \quad (1.100)$$

Nous remarquons que la réponse de la fibre dépend du déphasage θ . En effet, pour $\theta = 0$ ou π et $m_{IM} = 2\beta$, la réponse de la fibre suite à la propagation des signaux SSB-LC est constante en fonction de la fréquence de modulation. Pour le cas où $\theta = \pm \pi/2$, la réponse de la fibre présente des fluctuations sous forme de maxima et de trous à cause de la dispersion chromatique (voir annexe B).

ii. Cas d'une modulation numérique

La condition de génération des signaux SSB-LC mentionnée dans l'équation (1.95) a été étendue par *J. Binder* et *U. Kohn* au cas d'une modulation directe d'un laser à semi-conducteur de type numérique d'intensité en format NRZ [52] (signaux OOK).

L'indice de modulation d'intensité est défini par :

$$m_{IM} = \frac{ER - 1}{ER + 1} \quad (1.101)$$

où ER est le taux d'extinction défini comme le rapport des puissances de sortie du composant relatives aux niveaux 0 et 1. La fréquence de modulation maximale ayant un contenu spectral significatif correspondant à :

$$f_m = \frac{B}{2} \quad (1.102)$$

avec B le débit binaire.

En utilisant les équations (1.95), (1.101) et (1.102), la réduction du spectre des signaux OOK à travers la suppression d'une bande latérale est obtenue en respectant la condition définie par:

$$\Delta\nu_{pp} = \frac{B}{2} \times \frac{ER - 1}{ER + 1} \quad (1.103)$$

Prenons le cas critique de deux bits 1 séparés par un bit 0, le déphasage $\Delta\phi$ entre les deux bits 1 est exprimé en utilisant l'équation (1.103) :

$$\Delta\phi = 2 \times \pi \times \Delta\nu_{pp} \times T_{bit} = \pi \times m_{IM} \quad (1.104)$$

avec $T_{bit} = 1/B$ est le temps bit

Pour un très fort taux d'extinction du modulateur ($m_{IM} \approx 1$), l'excursion en déviation en fréquence instantanée issue de la modulation petit-signal du laser $\Delta\nu_{pp}$ doit être égale à la moitié du débit binaire pour vérifier la condition de *Binder* et *Kohn* (1.103) et assurer la suppression de la bande latérale. En conséquence, un déphasage de π se produit entre deux bits « 1 » à chaque fois qu'ils sont séparés par un bit « 0 » ce qui correspond à une modulation duobinaire [54]. Les interférences inter-symboles qui résultent de la conjonction du chirp de l'émetteur et de la dispersion de la fibre après propagation sont de types destructifs et donc les bits 1 chevauchés dans les bits 0 se trouvent alors en opposition de phase ce qui permet de nettoyer le zéro optique, d'ouvrir le diagramme d'œil et de réduire le taux d'erreur binaire.

Les modulations AM et FM d'une même source sont mutuellement interdépendantes et l'obtention de telles conditions semble délicate à partir d'un composant unique.

Plusieurs techniques ont été développées afin de casser cette interdépendance et de séparer la modulation AM et FM pour pouvoir les gérer. Parmi ces techniques, nous citons l'utilisation d'un filtre optique passif qui joue le rôle d'un discriminateur FM/AM pour le cas des CML (Chirp Managed Laser) [4]. Une autre technique proposée par *Hoon Kim* et qui a l'avantage de s'affranchir des problèmes de coût, de volume et de complexité induits par l'insertion d'un filtre optique, consiste à la gestion de la modulation AM par un autre composant tel qu'un modulateur EAM [6]. Cette technique, assez simple, permet facilement la séparation des deux modulations AM et FM et donc le respect de la condition de génération des signaux SSB pour le cas d'une modulation sinusoïdale et numérique (*J. Binder* et *U. Kohn*).

1.5.3.b. Le chirp dans le cas de la modulation duale

La technique proposée par *Hoon Kim* permet de respecter la condition de *Binder* et *Kohn*. Elle constitue une méthode très efficace pour l'amélioration de la portée de transmission limitée par la dispersion pour un débit de 10 Gb/s par rapport au cas d'une modulation d'amplitude pure [6]. De même, dans le cas d'une modulation sinusoïdale, cette technique, initialement testée avec deux composants séparés, consiste à gérer une modulation FM du laser DFB en régime petit-signal et une modulation AM du modulateur EAM en régime grand-signal afin de séparer les contrôles respectifs des deux effets. Deux configurations peuvent ainsi être utilisées. La première correspond à une modulation identique du laser et du modulateur par la même séquence NRZ (*Data*) tandis que la deuxième consiste à moduler respectivement le laser et le modulateur par la séquence NRZ inversée (\overline{Data}) et non inversée (*Data*). Il s'agit dans les deux cas d'une modulation duale.

Récemment, *J. Petit et al* ainsi que *K. Hasebe et al* ont confirmé expérimentalement le concept de la modulation duale appliqué à un laser modulateur intégré à modulation duale (D-EML) à 10 Gb/s [7,55]. Le D-EML constitue un nouvel émetteur optique basé sur un laser DFB à puits quantiques et un modulateur EAM intégrés monolithiquement sur la même puce avec deux accès indépendants de modulation. Le D-EML permet ainsi d'ajuster l'équilibre des modulations d'intensité et de fréquence par un contrôle indépendant de la modulation d'amplitude, dans le but d'étendre la portée de transmission sans augmentation notable de consommation, coût et complexité.

Quelque soit le type de la modulation, duale, la modulation FM du D-EML est gouvernée par le chirp adiabatique du laser DFB car celui de l'EAM est quasiment nul, tandis

que la modulation AM est gouvernée par le modulateur EAM. L'effet du chirp transitoire du D-EML existant peut être réduit en jouant sur le retard temporel entre la modulation AM et FM. La modulation AM résultante de la modulation du laser est considérée comme une modulation parasite.

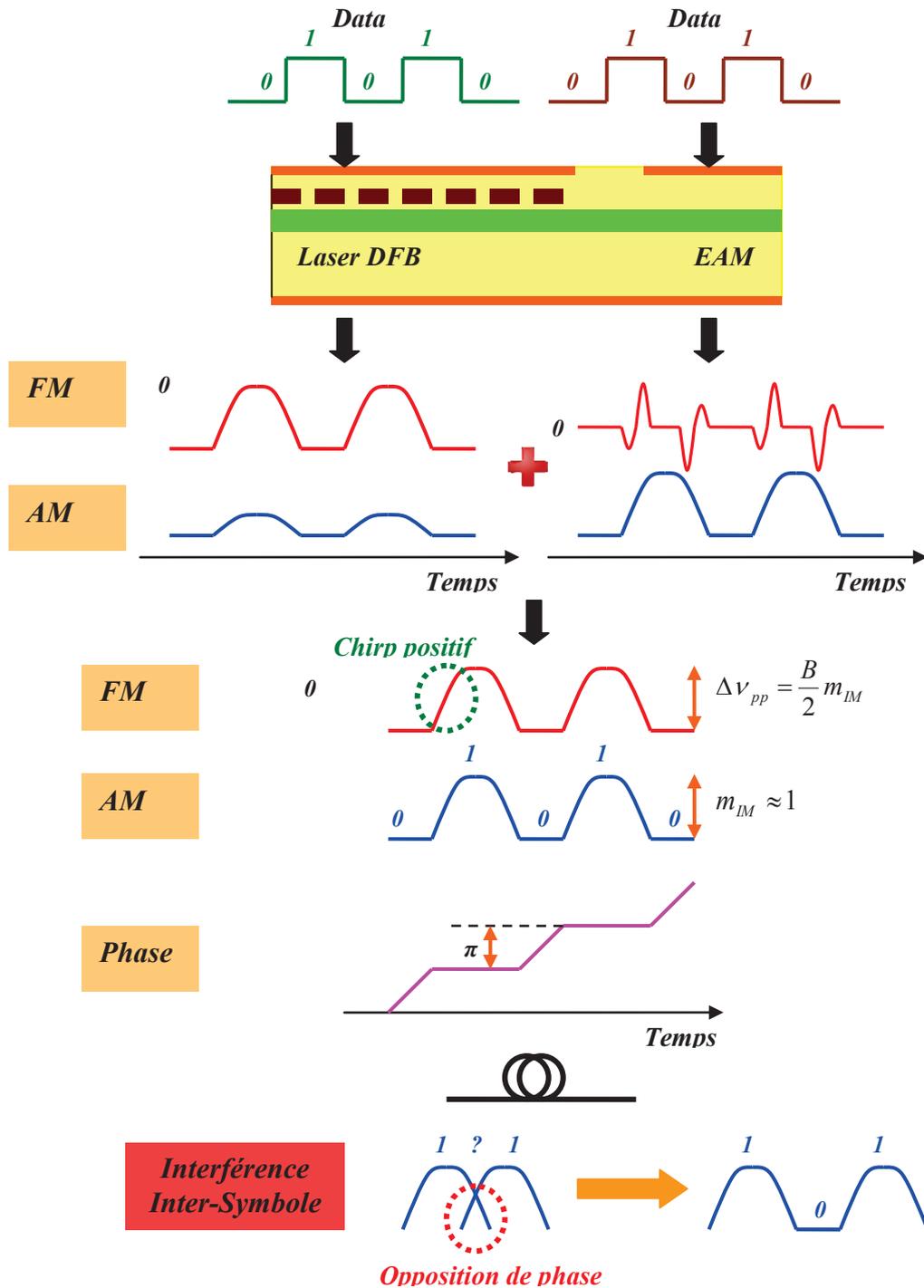


Figure 1.30: Représentation schématique du chirp des D-EML et sa contribution à l'augmentation de la portée de transmission dans le cas d'une modulation duale Data/Data

Le chirp d'un laser modulateur intégré résulte du chirp du laser affecté par celui du modulateur. La figure 1.30 présente une illustration schématique du chirp des D-EML en situation de modulation numérique (*Data/Data*) et sa contribution à l'augmentation de la portée de transmission à travers le respect la condition de *Binder et Kohn* (1.93) dans le cas d'un fort indice de modulation d'intensité.

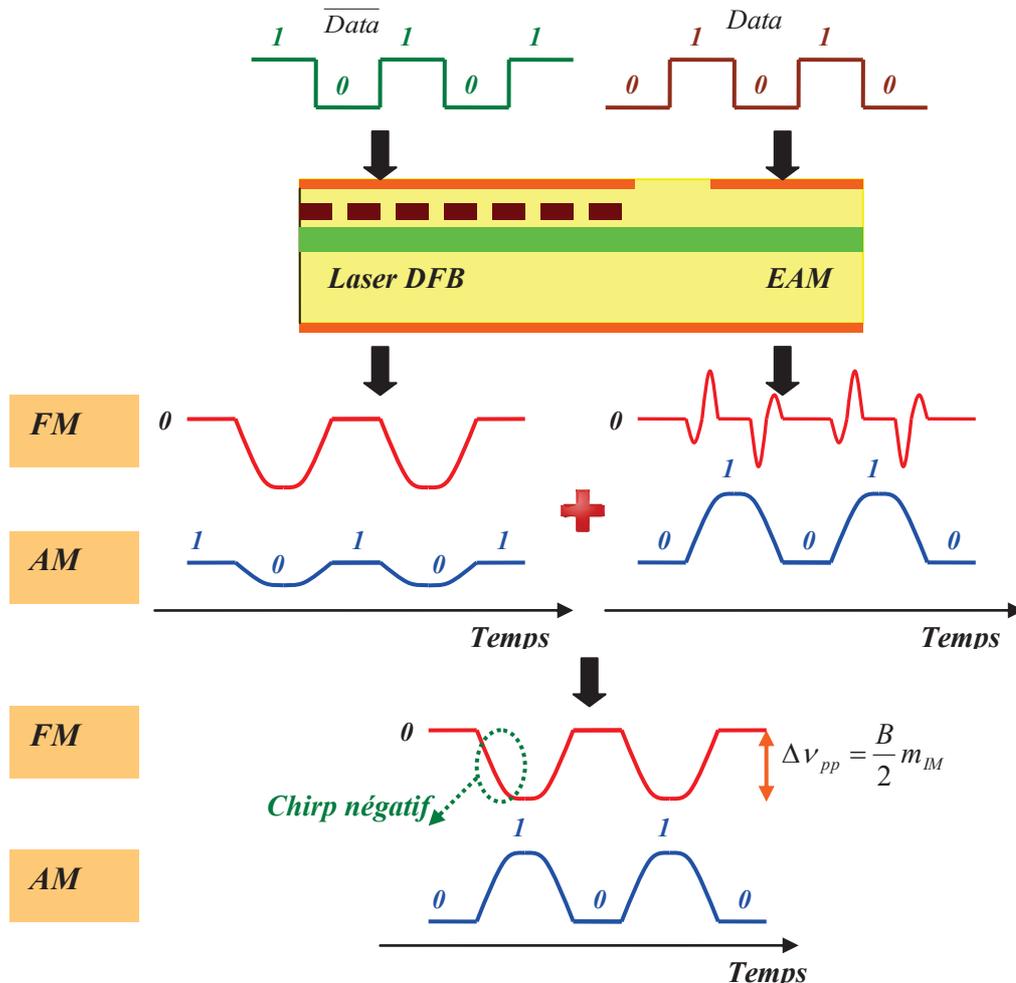


Figure 1.31: Représentation schématique du chirp des D-EML dans le cas d'une modulation duale (push-pull)

La condition de génération des signaux SSB ne prend pas en considération les effets du chirp transitoire connus comme nuisible pour les modulateurs EAM. Malheureusement, le laser DFB ainsi que le modulateur EAM dans le cas d'une modulation identique présentent un chirp positif néfaste lors de la montée en puissance et un chirp négatif lors de la descente plutôt favorable. Cependant, la modulation push-pull ($\overline{Data}/Data$) de la paire laser/modulateur, permet d'accéder à la condition de *Binder et Kohn* tout en fournissant un chirp négatif lors de la montée en puissance à travers l'ajustement du chirp transitoire