

### 3.5.4 Acoblaments febles i fenòmens de fase

Quan anem a distàncies més grans i per tant cap a acoblaments més febles els efectes de l'acoblament sobre l'amplitud dels oscil·ladors tendeixen a desaparèixer i en canvi destaquen cada vegada més els efectes sobre les seves fases, independentment de quina sigui llur amplitud. Un dels fenòmens més evidents és el del desplaçament relatiu de fase entre els dos (sub)sistemes. Ara bé, com ja hem vist a la secció anterior, els fenòmens poden ser diversos, i podem trobar canvis de fase en funció de la  $P_E$  o en funció del temps; podem trobar un simple pas de diferència de fase 0 a diferència  $\pi$  o bé un canvi continu entre aquests dos estats ( $0 \rightarrow \pi \rightarrow 0 \rightarrow \pi \rightarrow \dots$ ), podem trobar canvis de fase a través d'un corriment dels màxims i mínims o bé a través d'una duplicació de la freqüència, etc. Un altre fenomen, estretament relacionat amb l'anterior, és el de la sincronització de fase, és a dir, la sincronització de les fases de cada un dels (sub)sistemes mentre que llurs amplituds no presenten necessàriament cap correlació [79]. El pas a una situació de sincronització de fase ha estat estudiat amb diversos models que consideren dos o més oscil·ladors [92, 79, 68].

Dos sistemes no acoblats poden tenir diferents freqüències i, per tant, si els considerem com a sistema únic, mostraran un comportament quasiperiòdic. No obstant això, per a un cert valor de l'acoblament, les fases dels dos (sub)sistemes queden lligades i es sincronitzen amb una certa freqüència i una certa diferència de fase, mentre les amplituds respectives no mostren cap mena de correlació [82]. És en aquesta transició, i d'acord amb resultats numèrics de models simples, que la diferència de fase  $\Delta\phi = \theta$  entre els oscil·ladors pot presentar seqüències de salts de fase de  $2\pi$ . El nombre d'aquests salts disminueix quan l'acoblament es fa més gran [79, 68]. La transició a la sincronització de fase és esperable des d'acoblaments molt febles fins a relativament grans. En aquest sentit l'acoblament es considera feble quan l'atracció del cicle límit, provinent de la no linealitat del sistema, és molt més gran que els efectes d'acoblament.

A continuació presentarem els resultats obtinguts en l'estudi d'aquests fenòmens de fase. Igual que en els casos anteriors, utilitzarem els dispositius BOITAL ja descrits. La realització experimental és idèntica a la ja exposada en el cas general. Concretament, en aquest cas mantenim iguals la potència d'entrada de cada oscil·lador,  $P_E^a$  i  $P_E^b$ , dins d'un marge del 4% i la separació entre ells és  $d = 6$  mm.

La potència reflectida del sistema acoblat comença a oscil·lar a través d'una bifurcació de Hopf per a una potència d'entrada total de  $P_E = P_E^a + P_E^b = 73.1$  mW, mentre que cada (sub)sistema no acoblat oscil·la a partir de  $P_E^a = 37.0$  mW i  $P_E^b = 41.5$  mW respectivament, de manera que no té lloc el fenomen de mort d'amplitud [42]. Fins a  $P_E = 101.5$  mW els dos oscil·ladors mostren senyals periòdics amb la mateixa freqüència i amb una diferència de fase  $\theta$  constant al llarg del temps però que varia en funció de  $P_E$ . Per a valors de  $P_E$  superiors a 101.5 mW,  $\theta$  ja no és constant en el temps i apareixen els salts de fase:  $\theta$  roman constant durant un llarg nombre d'oscil·lacions entre dos salts de fase de  $2\pi$  (quan un dels oscil·ladors fa una oscil·lació més que l'altre en un curt interval temporal), com es pot observar a la figura 3.22.

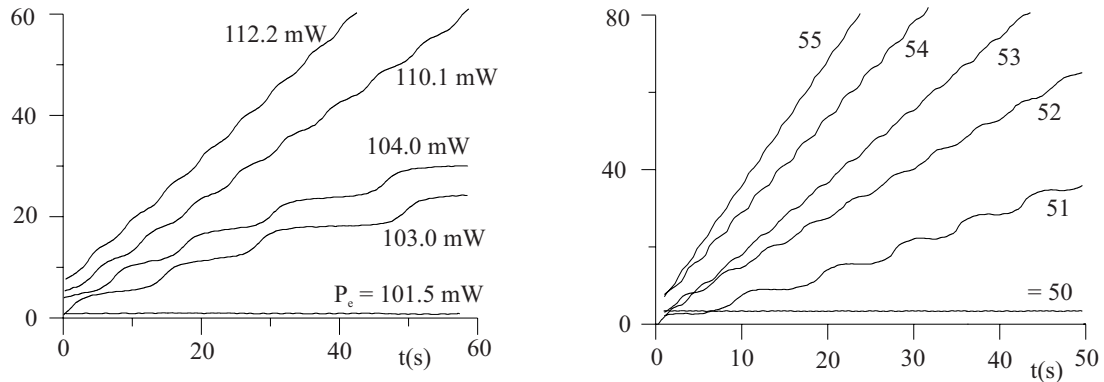


Figura 3.22: Evolució temporal de la diferència de fase entre dos dispositius bicapa per a valors creixents de  $P_E$ . El requadre conté simulacions numèriques amb els paràmetres adimensionals següents:  $\eta_{1,2} = 1, -10$ ,  $g_{1,2} = 1, 0.5$ ,  $K_{1,2} = D_{1,2} = 1, 0.1$ ,  $h_F = h_B = 0.5$ ,  $\psi_0^a = \pi$ ,  $\psi_0^b = 2.0$ ,  $d = 5.6$  i potències incidents normalitzades i iguals:  $\psi_e^a = \psi_e^b = \psi_e/2$ .

Les variacions de  $\theta$  són sempre molt més lentes que el temps característic del senyal, de manera que  $\theta$  es pot calcular fàcilment per la posició relativa dels màxims, amb resultats equivalents als obtinguts per un mètode més complex, com la transformada de Hilbert del senyal [79]. L'amplitud dels dos senyals també presenta variacions, no necessàriament en fase, al voltant de cada salt de fase. També hem observat una reducció del període dels dos senyals a cada salt. El nombre de salts per unitat de temps augmenta en funció de  $P_E$  i es troben cada vegada espaiats de forma més regular. Les simulacions numèriques realitzades amb el model utilitzat a [42], que té en compte el retard temporal en la interacció, donen diagrames similars per a

un conjunt de paràmetres equivalents als experimentals (vegeu la figura 3.22, a la dreta). En ambdós diagrames  $\theta(t)$  no arriba mai a ser recta, és a dir  $d\theta/dt = \omega_a - \omega_b$  no és mai exactament constant, a causa de la presència de l'acoblament entre els oscil·ladors.

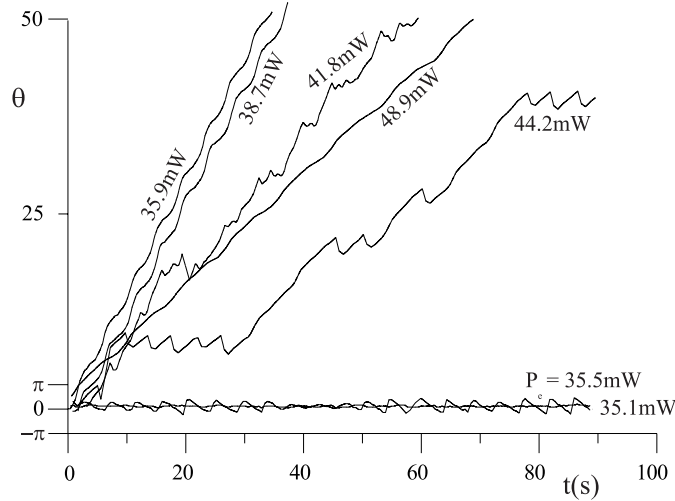


Figura 3.23: Evolució temporal de la diferència de fase per a valors creixents de  $P_E$ .

A part d'aquesta transició de comportaments periòdics a quasiperiòdics a través de salts de fase, són possibles altres tipus de transicions, com les observades disminuint lleugerament el gruix de la capa d'oli a  $100 \mu\text{m}$  i la separació  $d$  a  $5.35 \text{ mm}$ . En aquest cas l'òrbita periòdica amb  $\theta$  constant es desestabilitza a  $P_E = 35.1 \text{ mW}$  i apareixen oscil·lacions en  $\theta$  durant un estret interval de  $P_E$  (vegeu la figura 3.23). Al voltant de  $P_E = 35.9 \text{ mW}$  aquesta solució oscil·lant de  $\theta$  també esdevé inestable i els sistema salta a un estat quasiperiòdic amb un valor quasi constant de  $\omega_a - \omega_b$ . En simulacions numèriques d'aquest cas es pot observar com l'òrbita periòdica esdevé inestable a través d'una bifurcació de Hopf secundària quan augmenta la potència d'entrada  $\psi_E$  i dona lloc a la solució amb  $\theta$  oscil·lant. En aquest cas l'òrbita periòdica coexisteix en un cert interval de  $\psi_E$  amb tres solucions: la solució de  $\theta$  oscil·lant i dues solucions quasiperiòdiques amb diferents valors de  $\omega_a - \omega_b$  (vegeu la figura 3.25a). Aquestes solucions són torus  $T^2$  que apareixen i desapareixen de forma subcrítica. Igual que al cas experimental, només una d'aquestes solucions es manté quan  $\psi_E$  augmenta prou (vegeu la figura 3.25a). Com en el cas experimental, només una de les solucions amb