

# **Universidade Federal do Ceará**

## **Chaveamento Solitônico no Espelho Óptico Não Linear em Anel (NOLM) Construído de Fibra de Dispersão Decrescente (DDF)**

**José Luiz Sousa Lima**

**Orientador: Dr. Antônio Sérgio Bezerra Sombra**

Dissertação apresentada ao Departamento de Física da Universidade Federal do Ceará como parte dos requisitos para a obtenção do Título de Mestre em Ciências.

Setembro de 1998

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação  
Universidade Federal do Ceará  
Biblioteca Universitária  
Gerada automaticamente pelo módulo Catalog, mediante os dados fornecidos pelo(a) autor(a)

---

L698c Lima, José Luiz Sousa.

Chaveamento solitônico no espelho óptico não linear em anel (NOLM) construído de fibra de dispersão decrescente (DDF) / José Luiz Sousa Lima. – 1998.  
110 f. : il.

Dissertação (mestrado) – Universidade Federal do Ceará, Centro de Ciências, Programa de Pós-Graduação em Física, Fortaleza, 1998.

Orientação: Prof. Dr. Antônio Sérgio Bezerra Sombra.

1. Equação de onda . 2. Fibra óptica. I. Título.

CDD 530

---

**Universidade Federal do Ceará  
Centro de Ciências  
Departamento de Física**

**Chaveamento Solitônico no Espelho Óptico Não Linear  
em Anel (NOLM) Construído de Fibra de Dispersão  
Decrescente (DDF)**

*José Luiz Sousa Lima*

**Dissertação apresentada ao Curso de Pós-Graduação em Física  
da Universidade Federal do Ceará, como parte dos requisitos para a  
obtenção do título de Mestre em Ciências.**

**BANCA EXAMINADORA:**

**Dr. Antônio ~~Sérgio~~ Bezerra Sombra  
Orientador - UFC**

**Dr. Lindberg Lima Gonçalves  
UFC**

**Dr. Hugo Ernãndez Figueroa  
UNICAMP**

**Aprovada em 04 de setembro de 1998**

# **DEDICATÓRIA**

Esta tese é dedicada à meus pais, por me darem segurança e independência para eu procurar minhas próprias respostas.

# AGRADECIMENTOS

Agradeço especialmente ao professor e orientador Antônio Sérgio Bezerra Sombra, por suas idéias e sua ajuda na elaboração do projeto, sua dedicação e o acompanhamento prestado durante o desenvolvimento do trabalho, e principalmente por ter dado uma grande contribuição na minha formação acadêmica.

Quero registrar também a contribuição e incentivo dos professores Claudio Lenz, Antônio Siqueira, Carlos Alberto e Antônio José, pois são pessoas com grande conhecimento científico e responsáveis diretos pela minha formação.

Agradeço as pessoas do departamento de física da UFC, principalmente ao setor de pós-graduação, que tem tido ótimo desempenho nas mãos do seu atual responsável Prof. Gil de Aquino e na gestão anterior do Prof. Josué Mendes Filho.

Sou particularmente grato ao prof. Murilo Pereira, por sua agilidade na solução de problemas das estações de trabalho e aos professores José Ramos, Raimundo Nogueira e José Filho também pelo amparo na área computacional.

Meus agradecimentos aos companheiros de sala André Auto, André Vieira, Carlos William, Wandemberg Paiva, Waldeci Feio, Ricardo Jorge, Everasmo, Emerson e outros, pelas inúmeras e oportunas discussões nas disciplinas que cursamos. Agradeço também ao companheiro Márcio Feijão, pelos toques nas listas de exercícios.

Sinceros agradecimentos ao grupo de física teórica, do qual participei, formado pelos colegas Márcio Gomes, Adalira Teles, José Irã e outros.

Finalmente agradeço ao apoio financeiro do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) sem o qual este trabalho não existiria.

## ABSTRACT

The performance of a standard nonlinear optical loop mirror (NOLM) device and the NOLM constructed with a dispersion decreasing fiber (DDF) operating in the soliton and quasi-soliton regime is investigated numerically. Results showed that the soliton regime present best behavior when compared with the quasi-soliton regime. One concludes that operating the NOLM in the soliton regime, the first, second and third transmission maxim could be obtained with lower power compared with the quasi-soliton regime. It was also observed that in the basic NOLM device, the output pulse duration is very dependent on the length of the fiber. In the quasi-soliton regime, the transmitted pulses present strong shaping effects (compression). However in the soliton regime, the transmitted pulses present fewer fluctuations in the time duration with pump power. The output pulse presents more stability with a larger time duration. Our simulation considering four different profiles, linear, hyperbolic, exponential and Gaussian, conclude that, in average, the hyperbolic profile gives the lowest pump power for the first, second and third transmission peaks of transmission comparing with the other profiles. The gaussian profile presents the worse behavior. It was also observed that with a proper choice of the dispersion profile we could have a trasmitted pulse with no distortion in the soliton regime. For the quasi-soliton regime, strong compression was observed.

## RESUMO

Neste trabalho investigamos numericamente o desempenho de um espelho óptico não linear em anel (NOLM) e uma versão construída de fibra com dispersão decrescente (DDF) operando nos regimes de soliton e quase-soliton. Os resultados mostram que o regime de soliton apresenta comportamento melhor do que o regime de quase-soliton. Conclui-se que operando o NOLM no regime de soliton, o primeiro, segundo e terceiro máximos de transmissão podem ser obtidos com potências menores do que no regime de quase-soliton. Também foi observado que a duração do pulso de saída no NOLM padrão é muito dependente do tamanho do anel de fibra. No regime de quase-soliton, os pulsos transmitidos apresentam fortes efeitos de compressão. Contudo, no regime de soliton, os pulsos transmitidos apresentam menos flutuações na duração temporal com a potência de entrada. O pulso de saída é mais estável e tem uma duração temporal maior. Nossas simulações considerando quatro perfis diferentes, linear, hiperbólico, exponencial e Gaussiano, concluíram que, na média, o perfil hiperbólico dá a potência de entrada mais baixa para os picos de transmissão (primeiro, segundo e terceiro picos comparativamente aos outros perfis). O perfil Gaussiano apresenta o pior comportamento nesse aspecto. Foi observado que com uma escolha apropriada do perfil de dispersão, podemos ter um pulso transmitido sem distorção no regime de soliton. Para o regime de quase-soliton, observamos sempre uma forte compressão.

# Índice

|             |  |    |
|-------------|--|----|
| Capítulo 1. | INTRODUÇÃO . . . . .                                     | 1  |
|             | Referências . . . . .                                    | 4  |
| Capítulo 2. | PROPAGAÇÃO DE PULSOS ÓPTICOS EM FIBRAS ÓPTICAS . . . . . | 5  |
| 2.1         | Introdução . . . . .                                     | 5  |
| 2.2         | Equações de Maxwell . . . . .                            | 5  |
| 2.3         | Polarização . . . . .                                    | 6  |
| 2.4         | Equação de Onda . . . . .                                | 9  |
| 2.5         | Modos Ópticos . . . . .                                  | 11 |
| 2.6         | Equação de Propagação Básica . . . . .                   | 15 |
| 2.7         | Equação Não Linear de Schrödinger . . . . .              | 18 |
|             | Referências . . . . .                                    | 21 |
| Capítulo 3. | DISPOSITIVOS NÃO LINEARES DE FIBRAS ÓPTICAS . . . . .    | 22 |
| 3.1         | Introdução . . . . .                                     | 22 |
| 3.2         | Portas do tipo Kerr . . . . .                            | 22 |
| 3.3         | Portas que operam com mistura de quatro ondas . . . . .  | 25 |
| 3.4         | Acoplador direcional não linear . . . . .                | 28 |
| 3.5         | Interferômetros de fibras ópticas . . . . .              | 33 |
| 3.5.1       | Interferômetro Mach-Zehnder . . . . .                    | 33 |
| 3.5.2       | Interferômetro de Sagnac . . . . .                       | 35 |

|             |   |    |
|-------------|---|----|
|             | Referências . . . . .   | 40 |
| Capítulo 4. | ESPELHO ÓPTICO NÃO LINEAR EM ANEL (NOLM)<br>OPERANDO COM FIBRA DE DISPERSÃO DECRESCENTE (DDF) . . . . . | 41 |
| 4.1         | Introdução . . . . .  | 41 |
| 4.2         | Fibra de dispersão decrescente (DDF) . . . . .  | 41 |
| 4.2.1       | Fabricação de DDF's . . . . .   | 42 |
| 4.2.2       | Aplicações com DDF's . . . . .  | 43 |
| 4.2.2.1     | Compressão de soliton . . . . .   | 43 |
| 4.2.2.2     | Compensação de alargamento de soliton em fibras com perda . . . . .                                     | 45 |
| 4.3         | NOLM construído de DDF . . . . .  | 46 |
| 4.4         | Simulação computacional . . . . .   | 47 |
| 4.5         | Chaveamento solitônico em NOLM padrão e em NOLM<br>construído de DDF . . . . .                          | 50 |
|             | Referências . . . . .   | 69 |
| Capítulo 5. | CONCLUSÕES . . . . .  | 71 |
| Apêndice A. | SOLITON ÓPTICO . . . . .  | 73 |
|             | Referências . . . . .   | 77 |
| Apêndice B. | MÉTODO FOURIER DE PASSO DIVIDIDO . . . . .  | 78 |
|             | Referências . . . . .   | 81 |
| Apêndice C. | TRABALHOS DECORRENTES . . . . .   | 82 |
| C.1         | Conferências Nacionais . . . . .  | 82 |
| C.2         | Trabalhos submetidos . . . . .  | 82 |

# Capítulo 1

## Introdução

O espelho óptico não linear em anel (NOLM) é um dispositivo totalmente óptico bastante simples e estável. Inicialmente foi proposto por N. J. Doran e David Wood para demonstrar que solitons permitem chaveamento completo de pulso e que um soliton pode agir como um “bit” de dado fundamental em processos ópticos ultrarápidos, [1] -[2] . Várias outras operações tais como compressão de pulsos, [3] , supressão de pedestal, [4] , e demultiplexação ultrarápida, [5] , também têm sido demonstradas utilizando-se deste dispositivo.

Para formar um NOLM basta conectar cada uma das extremidades de uma fibra óptica a um acoplador de quatro portas, também de fibra óptica, resultando assim em um interferômetro de Sagnac. O chaveamento é efetuado pela introdução de um deslocamento relativo de fase entre os dois pulsos contrapropagantes através da automodulação de fase ou pela modulação de fase cruzada.

Tradicionalmente existem dois tipos de NOLM's: eles utilizam comprimentos de onda diferentes ou polarizações ortogonais em fibras que preservam a polarização, [6] -[7] . Neste trabalho, foram utilizados um NOLM padrão, cuja dispersão do anel de fibra é constante,  $|\beta_2| = 20ps^2/Km$ , e a razão de acoplamento é  $\alpha = 0.4$ , e outro cuja dispersão do anel varia ao longo de seu comprimento, ou seja, o anel é construído de fibra de dispersão decrescente (DDF).

O interesse em DDF na óptica de fibra não linear está concentrado em seu uso para compensar o efeito de atenuação de sinal, ocasionado pela perda, em propagação de soliton a longa distância. K. Tajima foi o primeiro a sugerir que a redução na propriedade da dispersão de velocidade de grupo (GVD) de uma fibra, correspondendo à deterioração de sinal, pode manter a estabilidade e a ordem do soliton, [8]. Esta habilidade de contrabalançar o efeito da perda tem sido mencionada como um ganho efetivo, definido como a razão da dispersão de segunda ordem inicial pela final.

Numa DDF, a dispersão decresce monotonicamente e suavemente de um valor inicial até um valor menor, no final de seu comprimento, para algum perfil específico. Obviamente que existe uma larga gama de perfis de dispersão que poderiam compor o anel de fibra do NOLM. Porém, este estudo numérico considera apenas os quatro perfis seguintes: linear, hiperbólico, exponencial e Gaussiano.

O objetivo principal é investigar numericamente a propagação de pulsos da forma soliton fundamental e quase-soliton (soliton de ordem superior) em um NOLM padrão e em uma versão composta de DDF. O fator de compressão alcançado depois da propagação do pulso de entrada também é analisado.

Este trabalho está organizado como segue. No capítulo 2 é investigado a propagação de pulsos em fibras ópticas, onde se demonstra que solitons podem se propagar em tais guias. No capítulo 3 é discutido alguns dos dispositivos ópticos não lineares com destaque aos interferômetros Mach-Zehnder e Sagnac por serem o objeto de estudo deste trabalho. No capítulo 4 é incluído fibras de dispersão decrescente ao interferômetro de Sagnac estudado no capítulo 3. Os resultados, juntamente com a respectiva

discussão, são então apresentados. O capítulo 5 finaliza este estudo com a exposição das conclusões e as perspectivas para a continuidade do trabalho.

# Referências

- [1] N. J. Doran and D. Wood, *Nonlinear-optical loop mirror*, Opt. Lett., vol. **13**, 56 (1988).
- [2] K. J. Blow, N. J. Doran and B. K. Nayar, *Experimental demonstration of optical soliton switching in an all-fiber nonlinear Sagnac interferometer*, Opt. Lett., vol. **14**, 754 (1989).
- [3] K. J. Blow, N. J. Doran and B. P. Nelson, *Demonstration of the nonlinear fibre loop mirror as an ultrafast all-optical demultiplexer*, Electron. Lett., vol. **26**, 962 (1990).
- [4] K. Smith, N. J. Doran and P. G. J. Wigley, *Pulse shaping, compression, and pedestal suppression employing a nonlinear-optical loop mirror*, Opt. Lett., vol. **15**, 1294 (1990).
- [5] S. V. Chernikov and J. R. Taylor, *Multigigabit/s pulse source based on the switching of an optical beat signal in a nonlinear fibre loop mirror*, Electron. Lett., vol. **29**, 658 (1993).
- [6] B. P. Nelson, K. J. Blow, P. D. Constantine, N. J. Doran, J. K. Lucek, I. W. Marshall and K. Smith, *All-optical Gbit/s switching using nonlinear optical loop mirror*, Electron. Lett., vol. **25**, 704 (1991).
- [7] N. A. Whitaker, H. Avramopoulos, P. M. W. French, M. C. Gabriel and R. E. LaMarche, *All-optical arbitrary demultiplexing at 2.5 Gbit/s with tolerance to timing jitter*, Opt. Lett., vol. **16**, 1838 (1991).
- [8] K. Tajima, *Compensation of soliton broadening in nonlinear optical fibers with loss*, Opt. Lett., vol. **12**, 54 (1987).

# Capítulo 2

## Propagação de pulsos ópticos em fibras ópticas

### 2.1 Introdução

A teoria de propagação de ondas eletromagnéticas em meios não lineares e dispersivos fornece o conhecimento básico para a compreensão dos fenômenos não lineares em fibras ópticas. O objetivo deste capítulo é apresentar a equação que governa a propagação de pulsos ópticos numa fibra monomodo. O ponto de partida é as equações de Maxwell para ondas eletromagnéticas. Em seguida são apresentados conceitos importantes como a polarização induzida que será usado na obtenção da equação de onda básica. Também é apresentado o conceito de modos da fibra e sua classificação. Observa-se que a fibra suporta um número finito de modos guiados. Neste ponto é introduzido uma equação de propagação básica para pulsos ópticos numa fibra e finalmente chega-se a equação não linear de Schrödinger que governa a propagação de solitons ópticos.

### 2.2 Equações de Maxwell

A propagação de campos ópticos em fibras ópticas é governada classicamente pelas equações de Maxwell. Para um meio não condutor e livre de cargas , estas equações

podem ser escritas, no sistema de unidades MKS, como, [1] ,

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0 \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.4)$$

onde  $\vec{E}$  e  $\vec{H}$  são os vetores de campo elétrico e magnético respectivamente, enquanto  $\vec{D}$  e  $\vec{B}$  são os vetores deslocamento elétrico e indução magnética respectivamente. Os vetores  $\vec{D}$  e  $\vec{B}$  estão relacionados aos vetores de campo pelas seguintes relações constitutivas

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (2.5)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M} \quad (2.6)$$

onde  $\epsilon_0$  e  $\mu_0$  são, respectivamente, a permissividade elétrica e a permeabilidade magnética do vácuo,  $\vec{P}$  e  $\vec{M}$  são a polarização elétrica e a magnetização induzida respectivamente. Para fibras ópticas  $\vec{M} = 0$  devido a natureza não magnética da fibra a base de sílica. A equação (2.6) fica simplesmente

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}. \quad (2.7)$$

### 2.3 Polarização

Um pulso óptico consiste de campos elétricos e magnéticos variando de forma senoidal em altas frequências. Quando a luz se propaga através da matéria, ela induz movimento das partículas carregadas que constituem o material. Num meio dielétrico,

as cargas começarão a oscilar no campo elétrico aplicado formando oscilações de dipolos elétricos. A contribuição do campo magnético e dos quadrupolos elétricos é muito fraca, portanto, geralmente são desprezadas. Isto é chamado de aproximação de dipolo elétrico. Os dipolos oscilantes resultam em uma polarização macroscópica  $P$ , a qual é usada para descrever a resposta do material ao campo elétrico aplicado. Para luz de baixa intensidade, isto é, para pequenas amplitudes do campo elétrico  $E$ , as cargas podem acompanhar a variação do campo quase exatamente. Neste caso, a relação entre  $E$  e  $P$  é essencialmente linear. Para grandes amplitudes, o movimento das partículas será distorcido e termos não lineares serão relevantes. Considerando que estes novos termos ainda são pequenos comparado ao termo linear, a polarização  $P$  pode ser expandida em uma série de potência em  $E$ ,

$$P = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} E + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots), \quad (2.8)$$

onde  $\chi^{(1)}$  é a susceptibilidade linear do meio e está relacionada ao índice de refração  $n$  por

$$n^2 = 1 + \chi^{(1)}. \quad (2.9)$$

As quantidades  $\chi^{(2)}$ ,  $\chi^{(3)}$ , ..., são as susceptibilidades não lineares e descrevem as propriedades ópticas não lineares do meio.

A polarização induzida é importante visto que qualquer oscilação de dipolo também emite radiação na frequência de oscilação, e assim modifica o campo óptico que induziu a polarização. Como exemplo de um dos muitos fenômenos não lineares que podem ocorrer, considere um campo monocromático

$$E(t) = E \cos(\omega t) = \frac{1}{2} E [\exp(-i\omega t) + \exp(i\omega t)]. \quad (2.10)$$

Introduzindo esta expressão na equação (2.8) se vê que a polarização, além das componentes lineares oscilando na frequência  $\omega$ , contém termos que oscilam nas frequências  $2\omega$ ,  $3\omega$ , ..., e uma componente estática. Então, como resultado dos efeitos não lineares, a radiação de dipolo pode ser usada para gerar novas frequências de luz.

O termo quadrático na equação (2.8) dá origem a muitos efeitos importantes, como por exemplo, geração de segundo harmônico, geração de soma e diferença de frequência, e outros.

Um campo óptico pode induzir um campo elétrico estático por intermédio da retificação óptica. O efeito eletroóptico, onde um campo estático modifica as propriedades ópticas do meio, está associado a este efeito. Geralmente o termo quadrático inclui a combinação de três campos diferentes (ele multiplica dois campos para gerar um terceiro), [2] .

Num material com simetria de inversão, como muitos meios isotrópicos (vidros, líquidos e gases), as potências de ordem par do campo na expansão da polarização podem não existir por razões de simetria. Portanto, a não linearidade de ordem mais baixa é o termo cúbico na equação (2.8). Este termo pode ser usado para descrever espalhamentos Raman e Brillouin estimulados. A geração de terceiro harmônico e o efeito eletroóptico quadrático também são conseqüências da polarização de terceira ordem.

As não linearidades de ordem mais alta não são estudadas tão amplamente como as de segunda e terceira ordem. Os efeitos são, de modo geral, muito pequenos, mas se o processo é realçado e cuidados são tomados para evitar interferências de contribuições de ordem mais baixa, então eles podem facilmente ser detectados, [3]

A relação mais geral entre a polarização induzida  $\vec{P}$  e o campo elétrico  $\vec{E}$  pode ser escrita como, [4],

$$\vec{P} = \epsilon_0 \left( \chi^{(1)} \cdot \vec{E} + \chi^{(2)} : \vec{E} \vec{E} + \chi^{(3)} : \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots \right) \quad (2.11)$$

onde  $\chi^{(j)}$  é um tensor de ordem  $j+1$ . Em geral a polarização  $\vec{P}(\vec{r}, t)$  pode ser separada em duas partes, uma linear e outra não linear, [4], de modo que

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \vec{P}_L(\vec{r}, t) + \vec{P}_{NL}(\vec{r}, t). \quad (2.12)$$

Para fibras ópticas, os efeitos não lineares são de grande interesse, mas podem ser ignorados na discussão de modos de propagação. A justificativa é que a polarização não linear  $\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t)$  na equação (2.12) é tratada como uma pequena perturbação à polarização induzida total. Então, considerando  $|\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t)| \ll |\vec{P}_L(\vec{r}, t)|$ , a relação entre  $\vec{P}$  e  $\vec{E}$  pode ser expressa por, [5] -[6],

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \chi(\vec{r}, t-t') \vec{E}(\vec{r}, t') dt', \quad (2.13)$$

onde a susceptibilidade linear  $\chi$  é, em geral, um tensor de segunda ordem, reduzindo-se a um escalar para um meio isotrópico.

## 2.4 Equação de Onda

As equações de Maxwell fornecem classicamente o formalismo geral para o estudo da propagação de ondas em fibras ópticas. Aplicando o operador rotacional em ambos os membros da equação (2.1) e por ser a indução magnética  $\vec{B}$  uma função contínua e diferenciável, obtém-se a relação, [7],

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \vec{B}. \quad (2.14)$$

Usando as equações (2.2) e (2.7) encontra-se que

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2},$$

e fazendo uso da equação (2.5) chega-se a

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2}, \quad (2.15)$$

onde a velocidade da luz  $c$  é definida como  $c = (\mu_0 \epsilon_0)^{-1/2}$ .

Pode-se introduzir a transformada de Fourier de  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  através da relação

$$\tilde{E}(\vec{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}(\vec{r}, t) \exp(i\omega t) dt, \quad (2.16)$$

assim como uma relação análoga para  $\vec{P}(\vec{r}, t)$ . Com isso a equação (2.15) fica

$$\nabla \times \nabla \times \tilde{E} = \epsilon(\vec{r}, \omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{E} \quad (2.17)$$

onde também foi usado a equação (2.13). A constante dielétrica dependente da frequência é definida como

$$\epsilon(\vec{r}, \omega) = 1 + \tilde{\chi}(\vec{r}, \omega), \quad (2.18)$$

sendo  $\tilde{\chi}(\vec{r}, \omega)$  a transformada de Fourier de  $\chi(\vec{r}, t)$ . Em geral,  $\epsilon(\vec{r}, \omega)$  é complexa. Suas partes real e imaginária estão relacionadas ao índice de refração  $n$  e ao coeficiente de absorção  $\alpha$  pela definição

$$\epsilon = \left( n + i \frac{\alpha c}{2\omega} \right)^2. \quad (2.19)$$

Pelas equações (2.18) e (2.19) se vê que  $n$  e  $\alpha$  estão relacionados a  $\chi$  pelas expressões

$$n = (1 + \text{Re} \tilde{\chi})^{1/2}, \quad (2.20)$$

$$\alpha = \left( \frac{\omega}{nc} \right) \text{Im} \tilde{\chi}, \quad (2.21)$$

onde Re e Im significam a parte real e imaginária respectivamente. Tanto  $n$  como  $\alpha$  são dependentes da frequência. A dependência de  $n$  está associada com dispersão cromática ou simplesmente dispersão do material.

Numa fibra de índice degrau,  $\varepsilon$  pode ser considerado real e substituído por  $n^2$  devido a baixa perda óptica. Por sua vez,  $n(\vec{r}, \omega)$  é independente da coordenada espacial  $\vec{r}$  tanto no núcleo como na casca da fibra. Então, pode-se usar a identidade

$$\nabla \times \nabla \times \tilde{E} = \nabla (\nabla \cdot \tilde{E}) - \nabla^2 \tilde{E} = -\nabla^2 \tilde{E} \quad (2.22)$$

onde foi usado a equação (2.3) e a relação  $\tilde{D} = \varepsilon \tilde{E}$  para obter  $\nabla \cdot \tilde{E} = 0$ . Utilizando a equação (2.22) na equação (2.17), obtém-se

$$\nabla^2 \tilde{E} + n^2(\omega) k_o^2 \tilde{E} = 0, \quad (2.23)$$

onde o número de onda do espaço livre é definido como

$$k_o = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (2.24)$$

e  $\lambda$  é o comprimento de onda no vácuo do campo óptico oscilando na frequência  $\omega$ . A solução da equação (2.23) fornece os modos de propagação da fibra.

## 2.5 Modos Ópticos

Um modo óptico refere-se a uma solução da equação de onda, equação (2.23), que satisfaz as condições de contorno apropriadas e tem a propriedade que sua distribuição espacial não muda com a propagação.

Devido a simetria cilíndrica da fibra, escrevemos a equação (2.23) em coordenadas cilíndricas, então

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}_z}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{E}_z}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \tilde{E}_z}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \tilde{E}_z}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 \tilde{E}_z = 0, \quad (2.25)$$

que para uma fibra com índice degrau de raio do núcleo  $a$ , o índice de refração  $n$  é da forma

$$n = \begin{cases} n_1 & \text{para } \rho \leq a, \\ n_2 & \text{para } \rho > a. \end{cases} \quad (2.26)$$

A equação (2.25) está expressa para a componente axial  $E_z$  do vetor campo elétrico. Equações análogas podem ser escritas para as outras cinco componentes de  $\vec{E}$  e  $\vec{H}$ . É possível escolher duas componentes, por exemplo  $E_z$  e  $H_z$ , como as componentes independentes e obter  $E_\rho$ ,  $E_\phi$ ,  $H_\rho$  e  $H_\phi$  em função delas, [9]. Portanto, não é necessário resolver todas as seis equações.

Utilizando o método de separação de variáveis, escreve-se  $\tilde{E}_z$  como

$$\tilde{E}_z(\rho, \phi, z) = F(\rho) \Phi(\phi) Z(z). \quad (2.27)$$

Substituindo a equação (2.27) na equação (2.25) encontra-se três equações diferenciais ordinárias,

$$\frac{d^2 Z}{dz^2} + \beta^2 Z = 0, \quad (2.28)$$

$$\frac{d^2 \Phi}{d\phi^2} + m^2 \Phi = 0, \quad (2.29)$$

$$\frac{d^2 F}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dF}{d\rho} + \left( n^2 k_0^2 - \beta^2 - \frac{m^2}{\rho^2} \right) F = 0. \quad (2.30)$$

As equações (2.28) e (2.29) têm soluções da forma  $Z = \exp(i\beta z)$  e  $\Phi = \exp(im\phi)$  respectivamente. A quantidade  $\beta$  tem o significado físico de constante de propagação. A constante  $m$  assume somente valores inteiros, pois o campo deve ser periódico em  $\phi$  com um período de  $2\pi$ .

A equação (2.30) é a equação diferencial para as funções de Bessel. A solução geral nas regiões do núcleo e casca da fibra é dada por

$$F(\rho) = \begin{cases} AJ_m(\kappa\rho) + A'Y_m(\kappa\rho), & \text{para } \rho \leq a, \\ CK_m(\gamma\rho) + C'I_m(\gamma\rho), & \text{para } \rho > a, \end{cases} \quad (2.31)$$

onde  $A$ ,  $A'$ ,  $C$  e  $C'$  são constantes e  $J_m$ ,  $Y_m$ ,  $K_m$  e  $I_m$  são funções de Bessel de tipos diferentes, [8]. Os parâmetros  $\kappa$  e  $\gamma$  são definidos por

$$\kappa^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta^2, \quad (2.32)$$

$$\gamma^2 = \beta^2 - n_2^2 k_0^2. \quad (2.33)$$

A condição de contorno para um modo guiado requer que o campo óptico seja finito em  $\rho = 0$  e decaia a zero em  $\rho = \infty$ . Neste caso  $F(0)$  permanece finito somente se  $A' = 0$ , pois  $Y_m(\kappa\rho)$  tem uma singularidade em  $\rho = 0$ . Da mesma maneira,  $F(\rho)$  se anula no infinito somente se  $C' = 0$ . Então, a solução geral da equação (2.25) fica

$$E_z = \begin{cases} AJ_m(\kappa\rho) \exp(im\phi) \exp(i\beta z), & \text{para } \rho \leq a, \\ CK_m(\gamma\rho) \exp(im\phi) \exp(i\beta z), & \text{para } \rho > a. \end{cases} \quad (2.34)$$

O mesmo método pode ser usado para obter  $H_z$  que também satisfaz a equação (2.25).

A solução para  $H_z$  fica,

$$H_z = \begin{cases} BJ_m(\kappa\rho) \exp(im\phi) \exp(i\beta z) & \text{para } \rho \leq a, \\ DK_m(\gamma\rho) \exp(im\phi) \exp(i\beta z) & \text{para } \rho > a. \end{cases} \quad (2.35)$$

Para encontrar as outras componentes,  $E_\rho$ ,  $E_\phi$ ,  $H_\rho$  e  $H_\phi$ , pode-se usar as equações de Maxwell e expressá-las em termos de  $H_z$  e  $E_z$ .

As componentes  $A$ ,  $B$ ,  $C$ , e  $D$ , para uma fibra óptica, são determinadas aplicando a condição de contorno que as componentes tangenciais  $\vec{E}$  e  $\vec{H}$  sejam contínuas na interface núcleo-casca. Esta condição leva a um conjunto de quatro equações homogêneas satisfeitas por  $A$ ,  $B$ ,  $C$ , e  $D$ , que terão solução não trivial se o determinante da matriz

coeficiente for zero. Com isso, chega-se a uma equação de autovalor cujas soluções determinam a constante de propagação  $\beta$ . É comum enumerar estas soluções em ordem numérica decrescente e indica-las por  $\beta_{mn}$ . Cada valor  $\beta_{mn}$  corresponde a um possível modo de propagação do campo óptico.

Os modos de propagação recebem uma classificação de acordo com as componentes dos campos elétricos e magnéticos. Quando as componentes  $E_z$  e  $H_z$  não são zero, os modos são denominados como modos híbridos e indicados por  $HE$  ou  $EH$ , dependendo se  $H_z > E_z$  ou vice-versa. No caso em que  $E_z = 0$ , os modos de propagação são indicados por TE (transversal elétrico), e TM (transversal magnético) para o caso em que  $H_z = 0$ .

Um modo é unicamente identificado por sua constante de propagação  $\beta$ . É útil introduzir uma quantidade  $\bar{n} = \beta/k_o$ , o qual é conhecida como índice efetivo. Fisicamente significa que o modo se propaga com um índice de refração efetivo  $\bar{n}$ , cujo valor encontra-se no intervalo  $n_1 > \bar{n} > n_2$ , onde  $n_1$  e  $n_2$  são os índices de refração do núcleo e da casca respectivamente. Um modo deixa de ser guiado quando  $\bar{n} \leq n_2$ . Diz-se então que o modo alcançou o corte. A frequência normalizada  $V$  tem uma importante função na determinação da condição de corte.  $V$  é definida como

$$V = k_o a (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \approx \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right) a n_1 \sqrt{2\Delta}. \quad (2.36)$$

Uma fibra com um valor grande de  $V$  suporta muitos modos e são chamadas de fibras multimodos. Se  $V$  tem um valor baixo tal que todos os modos, exceto o modo fundamental, alcançam a condição de corte, então a fibra suporta um único modo e é chamada de fibra monomodo.

## 2.6 Equação de Propagação Básica

Numa fibra monomodo, cada componente de frequência propaga-se como uma onda plana e pode ser escrita como, [9] ,

$$\tilde{E}(\vec{r}, w) = \hat{e}F(x, y) \tilde{G}(0, w) \exp(i\beta z), \quad (2.37)$$

onde  $\hat{e}$  é um vetor de polarização unitário,  $\tilde{G}(0, w)$  é a amplitude inicial,  $\beta$  é a constante de propagação e  $F(x, y)$  é a distribuição do campo do modo fundamental da fibra.  $F(x, y)$  frequentemente pode ser aproximado por uma distribuição gaussiana e, em geral, também depende de  $w$ . Na prática esta dependência pode ser negligenciada quando se trata de pulsos cuja largura espectral  $\Delta w \ll w_0$ , onde  $w_0$  é a frequência central no espectro do pulso. A relação

$$\tilde{G}(z, w) = \tilde{G}(0, w) \exp(i\beta z) \quad (2.38)$$

descreve como as diferentes componentes espectrais propagam-se dentro da fibra. Tomando a transformada de Fourier inversa, ou seja,

$$G(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}(z, w) \exp(-iwt) dw, \quad (2.39)$$

obtém-se a amplitude no domínio temporal.

A dependência de  $\beta$  com a frequência é responsável pelo alargamento do pulso. Para pulsos quase monocromáticos com  $\Delta w \ll w_0$ , é conveniente expandir  $\beta(w)$  em uma série de Taylor em torno de  $w_0$  e conservar os termos até a terceira ordem, então

$$\beta(w) = \frac{\bar{n}(w)w}{c} \approx \beta_0 + \beta_1(\Delta w) + \frac{1}{2}\beta_2(\Delta w)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\Delta w)^3 \quad (2.40)$$

onde  $\Delta w = w - w_0$  e  $\beta_m = \left(\frac{d^m\beta}{dw^m}\right)_{w=w_0}$ . Substituindo as equações (2.38) e (2.40) na equação (2.39) e introduzindo a amplitude de variação lenta  $A(z, t)$  do envelope de

pulso pela relação

$$G(z, t) = A(z, t) \exp [i (\beta_0 z - w_0 t)] \quad (2.41)$$

encontra-se para a amplitude  $A(z, t)$  a expressão

$$A(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{A}(0, \Delta w) \exp \left[ i\beta_1 z \Delta w + \frac{i}{2} \beta_2 z (\Delta w)^2 + \frac{i}{6} \beta_3 z (\Delta w)^3 - i\Delta w t \right] d(\Delta w) \quad (2.42)$$

onde  $\tilde{A}(0, \Delta w) = \tilde{G}(0, w - w_0)$  é a transformada de Fourier de  $A(0, t)$ . Calculando  $\partial A / \partial t$  e substituindo  $\Delta w$  por  $i(\partial / \partial t)$ , a equação (2.42) pode ser escrita no domínio temporal como

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} = 0. \quad (2.43)$$

O parâmetro  $\beta_1$  está relacionado a velocidade com que o envelope de pulso se move, ou seja,

$$\beta_1 = \frac{\partial \beta}{\partial w} = \frac{1}{v_g} \quad (2.44)$$

onde  $v_g$  é a velocidade de grupo. O parâmetro  $\beta_2$  é responsável pelo alargamento do pulso, ou seja, pelo efeito de dispersão de velocidade de grupo (GVD) e está relacionado ao parâmetro de dispersão  $D$  pela relação

$$D = \frac{d}{d\lambda} \left( \frac{1}{v_g} \right) = - \left( \frac{2\pi c}{\lambda^2} \right) \beta_2. \quad (2.45)$$

O parâmetro  $\beta_3$  está relacionado a inclinação da dispersão  $S$  (parâmetro de dispersão de segunda ordem) pela relação

$$S = \frac{dD}{d\lambda} = \left( \frac{2\pi c}{\lambda^2} \right)^2 \beta_3 + \left( \frac{4\pi c}{\lambda^3} \right) \beta_2. \quad (2.46)$$

A equação (2.43) é a equação de propagação básica que governa a evolução do pulso dentro de uma fibra dispersiva. Quando não há dispersão ( $\beta_2 = \beta_3 = 0$ ), o pulso conserva sua forma durante a propagação, ou seja,  $A(z, t) = A(0, t - \beta_1 z)$ .

O índice de refração foi assumido ser independente da potência na discussão de modos da fibra (seção anterior). Embora isso seja uma boa aproximação em níveis de baixa potência, é necessário incluir a contribuição não linear em altas potências tomando, [4],

$$n'_j = n_j + \bar{n}_2 \left( \frac{P}{A_{eff}} \right), \quad j = 1 \text{ e } 2, \quad (2.47)$$

onde  $n'_1$  e  $n'_2$  são os índices do núcleo e da casca respectivamente,  $\bar{n}_2$  é o índice de refração não linear (para fibras de sílica,  $\bar{n}_2 = 3.2 \times 10^{-16} \text{cm}^2/W$ ),  $A_{eff}$  é a área efetiva do núcleo dada por

$$A_{eff} = \frac{\left[ \int \int_{-\infty}^{+\infty} |F(x, y)|^2 dx dy \right]^2}{\int \int_{-\infty}^{+\infty} |F(x, y)|^4 dx dy}. \quad (2.48)$$

Usando agora a equação (2.47) para obter os modos da fibra através de teoria de perturbação de primeira ordem, a constante de propagação fica dependente da potência e pode ser expressa como, [4],

$$\beta' = \beta + \gamma P, \quad (2.49)$$

onde  $\gamma$  é o parâmetro não linear dado por

$$\gamma = \frac{2\pi\bar{n}_2}{\lambda A_{eff}}.$$

O efeito da refração não linear é produzir um deslocamento de fase não linear dado por, [9],

$$\phi_{NL} = \int_0^L (\beta' - \beta) dz = \int_0^L \gamma P(z) dz. \quad (2.50)$$

O deslocamento de fase  $\phi_{NL}$  é portanto induzido pelo seu próprio campo óptico. Este fenômeno não linear é referido como automodulação de fase (SPM) e é governado pelo parâmetro  $\gamma$ .

A equação (2.43) pode ser modificada para incluir os efeitos de não linearidade da fibra (SPM). A equação (2.47) fornece uma indicação para essa modificação pois tomando o índice de refração dessa forma, a constante de propagação fica acrescida por um termo não linear, equação (2.49). Desde que fibras de sílica são apenas fracamente não lineares (tipicamente, a contribuição não linear ao índice de refração é bastante pequena,  $< 10^{-6}$ ), o efeito de SPM pode ser incluído pela adição de um termo não linear ao lado direito da equação (2.43) de modo que a equação fica, [4],

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} = i\gamma |A|^2 A \quad (2.51)$$

A equação (2.51) tem a exatidão suficiente para descrever a evolução de pulsos ópticos de poucos picossegundos. Para pulsos abaixo de 1ps é necessário incluir efeitos de ordem mais alta da não linearidade.

## 2.7 Equação Não Linear de Schrödinger

A equação (2.51) pode ser normalizada pela seguinte transformação

$$\tau = \frac{t - \beta_1 z}{T_0}, \quad \xi = \frac{z}{L_D}, \quad U = \frac{A}{\sqrt{P_0}} \quad (2.52)$$

onde  $T_0$  é a meia largura do pulso,  $P_0$  é a potência de pico e  $L_D$  é o comprimento de dispersão definido como

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}. \quad (2.53)$$

Assim, desprezando o termo de terceira ordem de  $\beta(w)$ , a equação (2.51) fica

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} - \text{sgn}(\beta_2) \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + N^2 |U|^2 U = 0, \quad (2.54)$$

onde  $\text{sgn}(\beta_2)$  assume o valor +1 ou -1 dependendo se  $\beta_2$  é positivo ou negativo. O parâmetro  $N$  é definido como

$$N^2 = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} = \frac{L_D}{L_{NL}}, \quad (2.55)$$

onde  $L_{NL}$  é o comprimento não linear dado por

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}. \quad (2.56)$$

O parâmetro  $N$  representa uma combinação do pulso e dos parâmetros da fibra.

Quando um pulso se propaga ao longo da fibra, ele experimenta os efeitos GVD e Kerr óptico, o qual produz SPM. O GVD é dito normal ou positivo se a velocidade de grupo diminui com o aumento da frequência. Se ocorrer o contrário, então o GVD é chamado de anômalo ou negativo. Frequências diferentes viajam com velocidades de grupo diferentes. Dessa forma, um pulso se expande no tempo sob a influência do efeito GVD. O efeito Kerr óptico é uma variação no índice de refração induzida pela intensidade do laser. Se o índice de refração cresce quando a intensidade também cresce, então o coeficiente Kerr é definido como sendo positivo. A variação deste índice produz um deslocamento de fase dependente do tempo. Como a derivada temporal da fase está relacionada com a frequência, o efeito Kerr óptico geralmente produz uma mudança do espectro do pulso. A combinação do GVD e coeficiente Kerr positivos leva a um alargamento temporal e espectral do pulso.

Um pulso pode se propagar sem sofrer distorção numa fibra com GVD negativo e coeficiente Kerr positivo. A princípio isto pode parecer surpreendente visto que o GVD afeta o pulso no domínio temporal e o efeito Kerr afeta o pulso no domínio das frequências. Entretanto, um pequeno deslocamento de fase dependente do tempo adicionado a

um pulso, não muda o espectro para a primeira ordem. Se esse deslocamento de fase for cancelado pelo efeito GVD na mesma fibra, o pulso não mudará sua forma ou seu espectro ao se propagar, [10]. Esta propagação de soliton é governada pela equação (2.54), a qual é conhecida como equação não linear de Schrödinger.

O parâmetro  $N$  pode ser eliminado da equação (2.54) pela seguinte definição

$$u = NU = \left( \frac{\gamma T_o^2}{|\beta_2|} \right)^{1/2} A. \quad (2.57)$$

Deste modo a equação não linear de Schrödinger toma sua forma padrão dada por

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = 0. \quad (2.58)$$

# Referências

- [1] J. R. Reitz, F. J. Milford, R. W.Christy, *Foundation of electromagnetic theory*, Massachusetts, Addison-Wesley Publishing Co. (1980).
- [2] Peter Unsbo, Doctoral thesis: *Phase Conjugation and Four-Wave Mixing*, Dep. Physics, Royal Institute of Technology, Stockholm (1995).
- [3] P. N. Butcher and D. Cotter: *The Elements of Nonlinear Optics*. Cambridge U. Press, Cambridge (1990).
- [4] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, New York: Springer - Verlag, 1990.
- [5] Y.R. Shen, *Principles of Nonlinear Optics*, Wiley, New York (1984).
- [6] M. Schubert and B. Wilhelmi, *Nonlinear Optics and Quantum Electronics*, Wiley, New York (1986).
- [7] C. A. C. Feitosa e A. S. B. Sombra, Tese de Mestrado: *Colisão e Chaveamento de Solitons em Fibras Ópticas*, Universidade Federal do Ceará, Dep. de Física (1995).
- [8] M. Abramowitz and I. A. Stegun, Eds, *Handbook of Mathematical Functions*, Dover, New York (1970).
- [9] G. P. Agrawal, *Fiber-Optics Communication Systems*, John Wiley & Sons, New York (1992).
- [10] H. A. Haus and W. S.Wong, *Soliton in optical communications*, Rev. Mod. Phys., Vol. 68, No.2 (1996).

# Capítulo 3

## Dispositivos não lineares de fibras ópticas

### 3.1 Introdução

Uma grande variedade de efeitos ópticos têm sido observados usando fibras como meio não linear. Baseado nesses efeitos, uma série de dispositivos ópticos foram, com bastante êxito, demonstrados. Este capítulo aborda sucintamente alguns desses dispositivos ópticos de roteamento, incluindo portas do tipo Kerr, portas que operam com mistura de quatro ondas, acopladores direcionais e interferômetros construídos de fibras ópticas.

Em portas do tipo Kerr, um sinal é transferido entre modos de propagação em uma fibra. Para portas que operam com mistura de quatro ondas, um sinal de pequena intensidade pode controlar um sinal mais intenso. Nos acopladores direcionais, um sinal é roteado entre guias de onda e nos interferômetros, um sinal é transmitido ou refletido dependendo da diferença de fase.

### 3.2 Portas do tipo Kerr

O efeito Kerr óptico, ou birefringência induzida opticamente, desempenha uma função importante em óptica não linear usando lasers pulsados de alta potência. Entre algumas

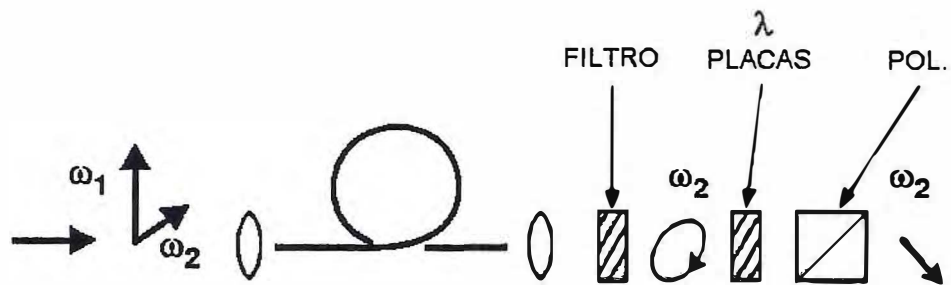


Figura 3.1- Diagrama esquemático de um modulador de fibra do tipo Kerr

aplicações desse efeito está a sua utilização como uma porta óptica rápida para pulsos ópticos com duração de picossegundos.

O conceito básico de uma porta do tipo Kerr opticamente excitada é que um raio excitador altera o índice de refração de um material pelo efeito Kerr óptico e desse modo muda a polarização de um segundo raio o qual é eliminado por um polarizador.

Uma porta do tipo Kerr pode ser usada como um modulador ultra-rápido, [1]. A figura 3.1 mostra a configuração típica para um modulador do tipo Kerr. Veja que uma fonte de bombeio intensa na frequência  $\omega_1$  está polarizado ao longo de um eixo de uma fibra que preserva a polarização, enquanto o sinal fraco na frequência  $\omega_2$  está polarizado a  $45^\circ$  deste eixo. O filtro de frequência na saída da fibra remove a frequência de bombeio  $\omega_1$ . As placas de onda são ajustadas de modo que o polarizador possa bloquear o sinal fraco na ausência do bombeio e aumentar a transmissão pela birefringência opticamente induzida. A potência transmitida pelo polarizador é proporcional a  $\text{sen}^2\left(\frac{1}{2}\Delta\phi\right)$ , onde

$$\Delta\phi = \frac{2\pi L}{\lambda} (\delta n_{\parallel} - \delta n_{\perp}) ; \delta n_{\parallel} - \delta n_{\perp} = n_2 I_p, \quad (3.1)$$

onde  $I_p$  é a intensidade de bombeio e  $L$  é o comprimento da fibra, [2].

Uma porta do tipo Kerr também pode ser usada como um demultiplexador óptico, [3]. Assim o efeito Kerr óptico tem sido utilizado na demultiplexação de trens de pulsos ópticos ultra-curtos, 30ps, de um laser de diodo usando pulsos de controle de um laser Nd:YAG com modo travado.

Uma fibra birefringente pode ser utilizada para implementar um discriminador óptico para pulsos ópticos, [4]. Se dois eixos principais de uma fibra birefringente são excitados de maneiras desiguais, então um pulso tem um estado de polarização dependente da intensidade. A variação dependente da intensidade no comprimento de batimento ocorre porque a modulação de fase cruzada para pulsos polarizados ortogonalmente é somente 2/3 da intensidade da automodulação de fase. A birefringência dependente da intensidade é dada por  $\delta n = \delta (n_x - n_y) = \frac{1}{3}n_2 (I_x - I_y)$ , onde  $n_2$  é o índice não linear da fibra.  $I_x$  e  $I_y$  são as intensidades ao longo dos dois eixos principais. A rotação de polarização corresponde a uma variação de transmissão quando um polarizador é usado na saída da fibra. Este tipo de discriminador seria útil para separar pulsos intensos, com duração de picossegundos, formados por compressão de soliton.

Pode-se usar a rotação de polarização não linear de soliton em fibras birefringentes para construir um limitador óptico, [5]. Este é um dispositivo cuja transmissão satura em uma determinada intensidade. A rotação de polarização dependente da intensidade não distorce a forma do pulso para soliton fundamentais porque estes têm estado de polarização único. Esta ação limitada poderia ser útil para evitar a transferência de flutuações de um estágio para outro em um sistema de transmissão ou comutação. A

disposição para o limitador é o mesmo da figura 3.1, sendo que o polarizador é ajustado para maximizar a transmissão em intensidades baixas.

### 3.3 Portas que operam com mistura de quatro ondas

Mistura de quatro ondas é um processo óptico não linear de terceira ordem envolvendo a combinação de quatro ondas ópticas separadas. Se todas as ondas tiverem a mesma frequência então dizemos que o processo é degenerado, caso contrário dizemos que é não degenerado. Diferentemente da automodulação de fase ou efeito tipo Kerr, mistura de quatro ondas requer casamento de fase e superposição temporal entre os pulsos de entrada para se obter ganho paramétrico, [6]. Quando duas frequências próximas dos fixos de entrada interagem através da susceptibilidade não linear de terceira ordem, novas frequências de bandas laterais stokes e anti-stokes são geradas. A condição de casamento de fase afirma que os vetores de onda das novas ondas geradas devem, juntos, ter a mesma magnitude que a soma das magnitudes dos vetores de onda dos pulsos de entrada.

A figura 3.2 mostra uma configuração experimental para examinar, numa fibra, um demultiplexador baseado em mistura de quatro ondas, [7]. Este consiste de uma fibra monomodo de dispersão deslocada com 14km de comprimento. Os feixes de sinalização e de controle são colinearmente polarizados usando controladores de polarização para maximizar o comprimento de interação. A separação de comprimento de onda entre as duas fontes de laser é  $8\text{Å}$ , que corresponde a um comprimento “walk-off” de

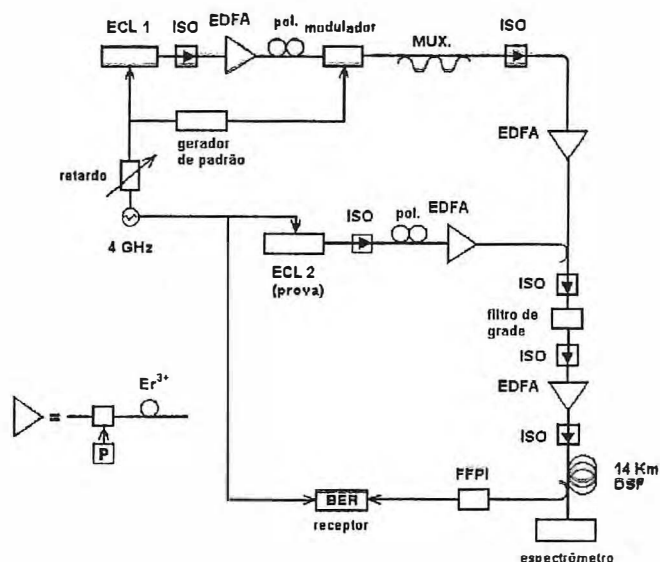


Figura 3.2- Configuração experimental para analisar um demultiplexador totalmente óptico baseado em mistura de quatro ondas numa fibra. (ECL = laser de cavidade externa, EDFA = amplificador de fibra dopada com érbio, pol. = controlador de polarização, ISO = isolador óptico, MUX = multiplexador, DSF = fibra de dispersão deslocada, FFPI = interferômetro de fibra Fabry-Perot, BER = taxa de erro de informação, P = Bombeador laser de diodo).

aproximadamente 500 Km. Deste modo, o casamento de fase entre as ondas de prova e o sinal está satisfeito.

A não linearidade pode alcançar a condição de casamento de fase para originar instabilidade modulacional quando se trabalha no regime anômalo de uma fibra. A interação entre a não linearidade e a dispersão anômala causa o aumento da amplitude e das modulações de fase de uma onda. Deste modo, uma chave interferométrica baseada na instabilidade modulacional foi demonstrada. Trata-se de uma chave ultrarápida totalmente óptica operando próximo ao comprimento de onda de  $1.5\mu m$  com mais do que 40dB de ganho de pequeno sinal. Neste dispositivo, os pulsos de um laser de centro

de cor (CCL) são bloqueados através de um interferômetro Mach-Zehnder construído de fibra por luz de onda contínua fraca de um laser semiconductor (SCL). Os feixes de bombeio do CCL ( $P \sim 3W$ ) acessam ambos os braços do interferômetro balanceado e as fases são ajustadas para obter uma saída nula. Quando uma potência do SCL  $\geq 3\mu W$  é injetada em um braço, a instabilidade modulacional induzida distorce seriamente a onda óptica naquele braço, destruindo assim a saída nula do interferômetro. Instabilidade modulacional é um amplificador atraente porque opera com linearidades que são quase instantâneas e proporciona ganho unidirecional tal que a realimentação da saída não é tão crítica. Este tipo de chave ultrarápida é importante para dispositivos de processamento serial em sistemas de comunicações de alta taxa de informação, sendo que o ganho é importante para dispositivos com demanda de saída.

Uma chave que opera com rotação de polarização baseada na instabilidade modulacional é similar ao interferômetro de fibra baseado na instabilidade modulacional, exceto que o interferômetro é substituído pelos efeitos de polarização em fibras. Operando também próximo ao comprimento de onda de  $1.5\mu m$ , este dispositivo exibe razões de contraste até 40:1 e ganho de pequeno sinal até 40dB, [8]. Aqui, os pulsos de um CCL são bloqueados através de um comprimento de fibra por luz contínua de baixa potência de um laser semiconductor. A rotação de polarização proporciona uma melhor razão de contraste na saída, reduzindo também a complexidade da disposição.

Tais chaves de fibra podem ser importantes para aplicações seriais ultra rápidas nas extremidades de sistemas de comunicações como multiplexadores/demultiplexadores e também para modulação ultrarápida de sinais de longa duração.

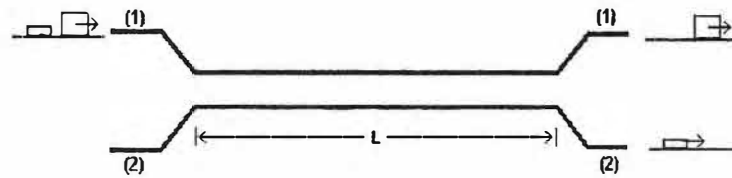


Figura 3.3- Diagrama esquemático de um acoplador direcional duplo.

### 3.4 Acoplador direcional não linear

Quando o núcleo de duas fibras ópticas são aproximados, a luz, durante a propagação, se distribui entre os dois guias. Este efeito de interação acontece devido a superposição dos campos evanescentes que permite a troca periódica de potência. As interações não lineares modificam a troca de energia e conduzem a uma característica de transmissão fortemente não linear que pode ser utilizada em aplicações de processamento óptico. Na figura 3.3 temos um esquema de um acoplador direcional não linear. O dispositivo é composto por dois guias de ondas idênticos colocados adjacientemente de modo a permanecerem unidos um ao outro.

Num acoplador duplo, onde a luz é acoplada em um dos dois guias de ondas (#1), a relação para a fração de potência no guia #1 como uma função da distância,  $z$ , ao longo do guia é da forma

$$\frac{P_1}{P} = \frac{1}{2} \left\{ 1 + cn \left[ \frac{\pi z}{2L_c} \mid \left( \frac{P}{P_c} \right)^2 \right] \right\}, \quad (3.2)$$

onde  $cn(\phi \mid m)$  é a função elíptica de Jacobi e  $L_c$  é o comprimento de acoplamento, o qual é uma função da geometria e separação entre os guias, [9]. A potência crítica  $P_c$

é expressa por

$$P_c = \frac{\lambda A_{eff}}{n_2 L_c}, \quad (3.3)$$

onde  $A_{eff}$  é a área efetiva da seção transversal do guia e  $P_c$  corresponde a potência necessária para um deslocamento de fase não linear de  $2\pi$  em um comprimento de acoplamento.

A equação (3.3) mostra que a potência crítica é inversamente proporcional ao comprimento de acoplamento. Para baixas intensidades, a luz acopla regularmente indo e retornando entre os guias com uma periodicidade de  $2L_c$ . Com o aumento da intensidade, a potência continua a oscilar entre as fibras e ainda é possível haver transferência total de energia, porém o período da oscilação cresce com a potência. O período tenderá a infinito quando a potência se aproximar do valor crítico  $P_c$ . Isto significa que o sinal está igualmente dividido entre os dois guias. Em valores maiores de intensidade, a propagação ainda prossegue periódica, mas o período da oscilação diminui com o aumento da potência e não há mais transferência total de energia entre as fibras. Por exemplo, se o acoplador duplo possui comprimento  $L_c$ , então um sinal de baixa intensidade é acoplado transversalmente ao outro guia enquanto um sinal de alta intensidade permanece no guia original. Na figura 3.4 tem-se a função de transmissão na saída do guia #1 para um acoplador direcional não linear com onda contínua na entrada. Observa-se uma inclinação acentuada e uma grande transmissão de pico (curva contínua). Com o aumento do comprimento total do acoplador, a função de transferência se torna crescentemente aguda em torno de  $P_c$ . Pode-se notar essa característica pela curva tracejada

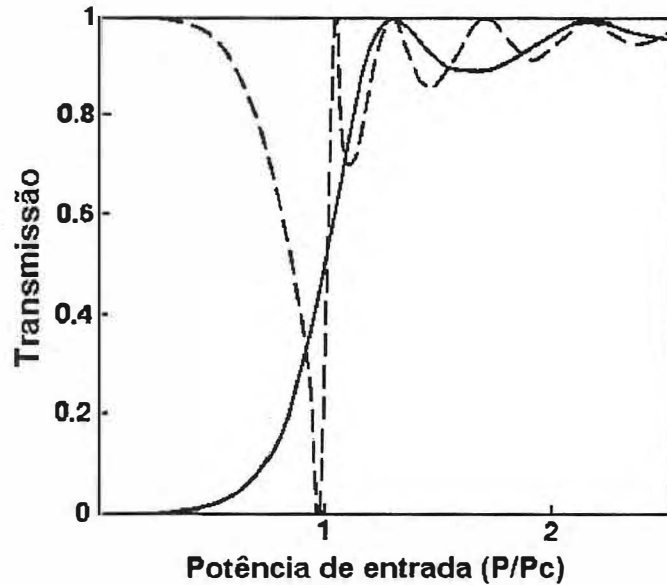


Figura 3.4- Função de transmissão do guia #1 em função da potência de entrada para um acoplador direcional não linear operando com onda contínua. A potência está normalizada para a potência crítica  $P_c$ . Os acopladores têm comprimento de acoplamento  $L_c$  (linha contínua) e  $2L_c$  (linha tracejada).

na figura 3.4 a qual representa a função de transmissão para um dispositivo de comprimento  $2L_c$ .

Muitos experimentos com pulsos ultra curtos utilizam pulsos Gaussianos ou secante hiperbólica. Quando pulsos da forma secante hiperbólica são chaveados em um acoplador direcional não linear, as asas laterais se comportam diferentemente do pico central do pulso e a sua forma se altera na saída. Isso causa a redução na razão de contraste e impede a configuração em cascata, pois a forma do pulso na saída é diferente da entrada. A figura 3.5 mostra a resposta de chaveamento nos dois guias para pulsos com perfil de onda contínua e secante hiperbólica. Vê-se que a degradação no desempenho do chaveamento é patente, [10].

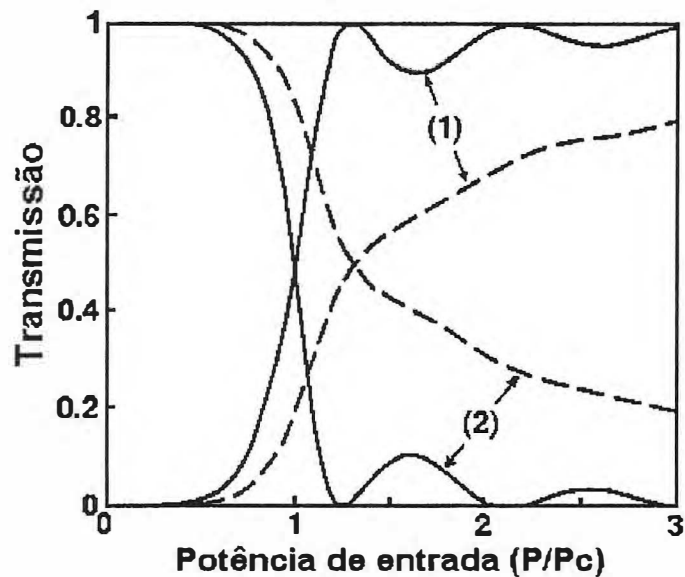


Figura 3.5- Função de transmissão dos guias (1) e (2) em função da potência de entrada para um acoplador de comprimento  $L_c$ . Curvas contínuas: sinal de entrada de intensidade constante; curvas tracejadas: resposta de chaveamento para um pulso com perfil de intensidade da forma  $\sec h^2 t$ .

Ao invés de duas fibras adjacentes, pode-se construir um acoplador direcional utilizando uma fibra de núcleo duplo, [10] -[11]. Nesse dispositivo, os pulsos são injetados em um dos núcleos enquanto o outro fica cuidadosamente bloqueado. A saída de cada núcleo é analisada separadamente por um medidor de potência. A resposta esperada para pulsos da forma secante hiperbólica tem razoável concordância com o resultado já predito na figura 3.5.

Em todo dispositivo, a perda inerente ao material é inevitável. A absorção, uniformemente distribuída sobre o dispositivo, estabelece um limite para a sua operação, [12]. No acoplador direcional não linear, a presença da perda é responsável pelo aumento da potência crítica e pela deformação da transmissão não linear. Para compensar este comportamento degenerado, pode-se utilizar fibras com um perfil de automodu-

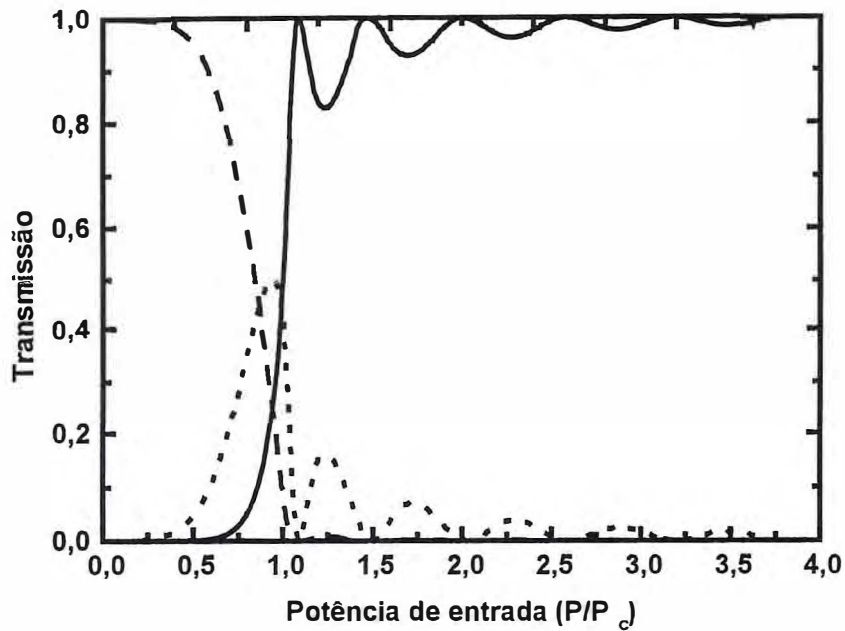


Figura 3.6- Curva de transmissão para um acoplador direcional triplo de comprimento  $L_c$  com soliton incidente no guia #1. Contínua: guia #1; pontilhada: guia #2; tracejada: guia #3.

lação de fase variável, e assim recuperar a característica de chaveamento original, ou seja, o caso associado a situação sem perda, [13].

Aproximando-se o núcleo de três fibras ópticas obtém-se um acoplador direcional não linear triplo. Este pode ser do tipo planar, ou seja, as fibras são dispostas uma ao lado da outra tal que a luz acopla do guia #1 para o guia #2 e deste para o guia #3, ou pode ter uma geometria triangular de modo que a luz pode acoplar indistintamente do guia #1 para qualquer um dos outros dois guias. A figura 3.6 mostra a característica de acoplamento de soliton em um acoplador direcional triplo (planar) de comprimento  $L_c$ .

O acoplador direcional triplo oferece algumas vantagens em comparação ao acoplador duplo, como por exemplo mais estados de saída com características de chaves mais

perfeitas e mostra maior sensibilidade para o estado de entrada. Estudos numéricos e analíticos de propagação e chaveamento em acopladores direcionais triplos demonstram a existência de auto-estados de propagação para solitons, isto é, situações em que temos propagação sem chaveamento de potência, [14].

## 3.5 Interferômetros de fibras ópticas

### 3.5.1 Interferômetro Mach-Zehnder

Num interferômetro Mach-Zehnder, a diferença de fase entre os dois canais varia com a intensidade óptica. Enquanto um acoplador direcional não linear requer um deslocamento de fase de  $2\pi$  para chavear, um interferômetro requer somente uma diferença de fase  $\pi$  entre os dois canais para alternar o estado de interferência de destrutivo para construtivo. Contudo, a resposta de um interferômetro obedece uma função senoidal quadrática da fase não linear, a qual é menos acentuada do que a de um acoplador direcional. Em interferômetros totalmente ópticos, o deslocamento de fase não linear, necessário ao chaveamento, é produzido pela automodulação de fase ou pela modulação de fase cruzada. Considerando uma onda de amplitude constante pode-se tomar o deslocamento de fase não linear, em termos dos parâmetros físicos, como, [15],

$$\phi = k_0 n_2 L I. \quad (3.4)$$

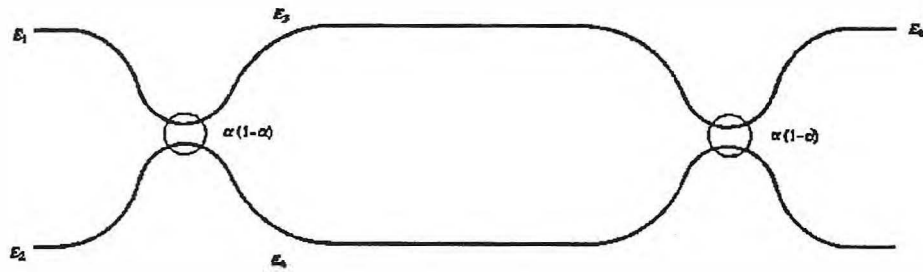


Figura 3.7- Diagrama esquemático de um interferômetro de fibra Mach-Zehnder.

Este deslocamento de fase é proporcional ao comprimento,  $L$ , a intensidade,  $I$ , e ao coeficiente não linear,  $n_2$ . Portanto, se qualquer destas variáveis forem diferentes para os dois modos envolvidos, uma resposta não linear pode ser obtida.

Considerando um interferômetro Mach-Zehnder como mostrado na figura 3.7, as equações acopladas para os campos elétricos de entrada  $E_1$  e  $E_2$ , e os campos de saída  $E_3$  e  $E_4$ , no primeiro acoplador, são

$$\begin{aligned} E_3 &= \alpha^{\frac{1}{2}} E_1 + i(1-\alpha)^{\frac{1}{2}} E_2 \\ E_4 &= i(1-\alpha)^{\frac{1}{2}} E_1 + \alpha^{\frac{1}{2}} E_2 \end{aligned} \quad (3.5)$$

onde  $\alpha : 1 - \alpha$  é a razão de divisão de potência dos acopladores. Se  $\alpha = 0.5$  e os dois canais do interferômetro são idênticos, então não haverá resposta não linear e o dispositivo é dito ser simétrico. Uma forma de quebrar a simetria é usar fibras de núcleo com áreas diferentes. Isso proporciona intensidades diferentes mesmo que a potência seja idêntica nos dois canais. Para o caso de uma entrada na porta 1,  $E_1 = E_{IN}$ , a saída

$E_o$  é expressa como

$$|E_o|^2 = \frac{|E_{IN}|^2}{2} \left\{ 1 - \cos \left[ k_o n_2 L |E_{IN}|^2 \left( \frac{1}{A_1} - \frac{1}{A_2} \right) \right] \right\} \quad (3.6)$$

onde os  $A_i$  são as áreas efetivas do núcleo,  $L$  é o comprimento dos braços e  $n_2$  é o coeficiente não linear. Esta é a resposta padrão de um dispositivo interferométrico com deslocamento de fase dependente da intensidade. Interferômetros Mach-Zehnder são utilizados em chaves eletro-ópticas como dispositivos construídos em  $\text{LiNbO}_3$ , onde o deslocamento de fase essencial ao chaveamento é derivado de um campo aplicado.

### 3.5.2 Interferômetro de Sagnac

Os dispositivos dependentes da fase e do comprimento são susceptíveis a flutuações ambientais. No interferômetro Mach-Zehnder é necessário aumentar o comprimento do guia para reduzir a energia de chaveamento causando assim problemas de instabilidade. Além do mais, seria muito difícil implementar um interferômetro longo com comprimentos exatamente iguais nos dois braços de fibra. O interferômetro de Sagnac composto de fibra, figura 3.8, ou espelho óptico não linear em anel (NOLM), não apresenta esta dificuldade, [16]. Este consiste de um acoplador direcional de quatro portas, na qual as duas portas de saída estão conectadas formando um anel de fibra óptica. Os dois braços de fibra correspondem as duas direções de propagação (horária e anti-horária) ao redor do anel. Esta configuração é bastante estável pois os dois caminhos ópticos são exatamente os mesmos. Quando o acoplador divide a energia de entrada igualmente, o NOLM opera como um espelho perfeito, ou seja, toda a energia de entrada retorna pelo mesmo canal. Para outras razões de divisão de potência, o deslocamento de fase não

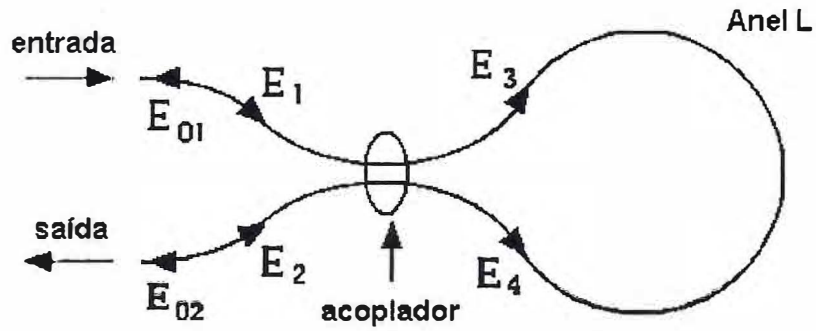


Figura 3.8- Diagrama de configuração para um espelho óptico não linear em anel.

linear é diferente para as duas direções e o NOLM age como um espelho dependente da intensidade.

Para entender a operação de um NOLM vamos analisar as equações que governam os campos elétricos de entrada e saída. As equações (3.5) conectam os campos de entrada e saída para um acoplador  $X$  com razão de divisão de potência  $\alpha : 1 - \alpha$ . Novamente considerando o caso de uma única entrada na porta 1,  $E_1 = E_{IN}$ , o campo de entrada será acoplado resultando nos campos  $E_3$  e  $E_4$ , que depois de se propagarem ao redor do anel de comprimento  $L$ , são expressos por

$$E_3 = \alpha^{\frac{1}{2}} E_{IN} \exp(i\alpha |E_{IN}|^2 k_o n_2 L), \quad (3.7)$$

$$E_4 = i(1 - \alpha)^{\frac{1}{2}} E_{IN} \exp[i(1 - \alpha) |E_{IN}|^2 k_o n_2 L],$$

onde a interação entre os campos que se propagam em direções opostas foi desprezada. Esta descrição engloba o caso quando a duração do pulso é muito curta comparado com o comprimento do anel de fibra, pois a interação entre os pulsos ocorrerá numa distância muito pequena. Os campos  $E_3$  e  $E_4$  serão novamente acoplados e o campo  $E_{02}$  na saída

é então dado por

$$E_{02} = \alpha^{\frac{1}{2}} E_3 + i(1 - \alpha) E_4,$$

$$E_{02} = \alpha E_{IN} \exp(i\alpha |E_{IN}|^2 k_o n_2 L) - (1 - \alpha) E_{IN} \exp[i(1 - \alpha) |E_{IN}|^2 k_o n_2 L].$$

Portanto o resultado para a saída na porta 2 fica

$$|E_{02}|^2 = |E_{IN}|^2 \{1 - 2\alpha(1 - \alpha) (1 + \cos[(1 - 2\alpha) |E_{IN}|^2 k_o n_2 L])\}. \quad (3.8)$$

Esta equação mostra que para  $\alpha \neq 1/2$ , toda a potência emerge pela porta 2 sempre que

$$|E_{IN}|^2 k_o n_2 L = m \frac{\pi}{1 - 2\alpha} \quad (3.9)$$

para  $m$  ímpar. A potência mínima transmitida ocorre para  $m$  par e é dada por

$$|E_{02}|^2 = |E_{IN}|^2 [1 - 4\alpha(1 - \alpha)], \quad (3.10)$$

a qual determina a razão de contraste (relação entre a intensidade refletida e a intensidade transmitida para uma dada potência de bombeio). A melhor razão de chaveamento ocorre para  $\alpha$  próximo a  $1/2$ , mas a energia requerida aumenta correlativamente.

Usando as equações acima podemos calcular uma função de transmissão para soliton. Entretanto, podemos conseguir formulas aproximadas que concordam extraordinariamente bem com os resultados computacionais exatos. Para um pulso de entrada da forma  $A \operatorname{sech}(\tau)$ , sua fase é:

$$\phi_s = \begin{cases} 2(A - \frac{1}{2})^2 z & (A > 0.5) \\ 0 & (A < 0.5) \end{cases} \quad (3.11)$$

Pelas equações (3.8) e (3.11) podemos calcular as funções de transmissão para o interferômetro usando soliton como pulso de entrada, lembrando que devemos integrar sobre o pulso. Pelo modelo de fase de soliton, a energia transmitida de um NOLM para

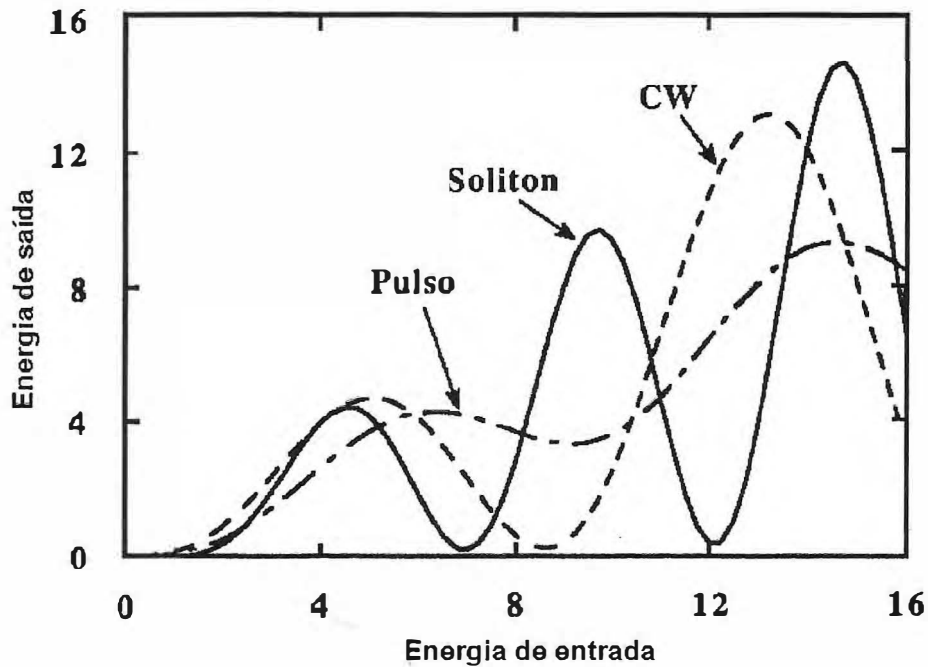


Figura 3.9- Funções de transmissão teóricas de um espelho óptico não linear em anel para solitons, pulsos não solitônicos e ondas contínuas ( $\alpha = 0.42$ ,  $L = 5.8Z_o = 9.1z_c$ ).

pulsos do tipo  $A \operatorname{sech}(\tau)$  é então encontrada para ser

$$u_T = u_{IN} \left\{ 1 - 2\alpha(1 - \alpha) \left[ 1 + \cos 2z \left( (1 - 2\alpha) A^2 + \left( \alpha^{\frac{1}{2}} - (1 - \alpha)^{\frac{1}{2}} \right) A \right) \right] \right\}. \quad (3.12)$$

Na figura 3.9 tem-se as curvas de transmissão para os casos de onda contínua, soliton e pulso não quadrático calculadas com o uso das equações (3.8) e (3.12) com  $\alpha = 0.42$  e um anel com 5.8 períodos de soliton de comprimento. Notamos que a degradação em contraste e pico de transmissão é evidente quando pulsos ordinários são usados. Já no caso de soliton e onda contínua, as funções de transmissão são similares exceto que os

picos sucedem em posições diferentes visto que o soliton usa uma fase média sobre o pulso.

# Referências

- [1] N. J. Halas, D. Krokkel and D. Grischkowsky, *Ultrafast light-controlled optical-fiber modulator*, Appl. Phys. Lett., **50**, 886 (1997).
- [2] M. N. Islam, *Ultrafast Fiber Switching Devices and Systems*, Cambridge, University press (1992).
- [3] T. Morioka, M. Saruwatari and A. Takeda, *Ultrafast optical multi/demultiplexer utilising optical kerr effect in polarization-maintaining single-mode fiber*, Electron. Lett., **23**, 453 (1987).
- [4] R. H. Stolen, J. Botineau, A. Ashkin, *Intensity discrimination of optical pulses with birefringent fibers*, Opt. Lett., Vol.7, No. 10, 512 (1982).
- [5] C. E. Socolich, J. P. Gordon, U.C. Paek, *Soliton intensity-dependente polarization rotation*, Opt. Lett., Vol. **15**, No. 1, 21 (1990).
- [6] R. H. Stolen and J. E. Bjorkholm, *Parametric Amplification and frequency conversion in optical fibers*, IEEE J. Quant. Electron. QE-**18**, 1062 (1982).
- [7] P. A. Andrekson, N. A. Olsson, J. R. Simpson, T. Tanbun-Ek, R. A. Logan and M. Haner, Electron. Lett., **27**, 922 (1991).
- [8] C. E. Socolich and M. N. Islam, *Fiber polarization-rotation switch based on modulation instability*, Opt. Lett., Vol. **14**, No. 12, 645 (1989).
- [9] S. M. Jensen, *The nonlinear coherent coupler*, IEEE J. Quant. Electron. QE-**18**, 1580 (1982).
- [10] S. R. Friberg, A. M. Weiner, Y. Silberberb, B. G. Stez and P. S. Smith, *Femtosecond switching in a dual-core-fiber nonlinear coupler*, Opt. Lett., Vol. **13**, No. 10, 904 (1988).
- [11] S. R. Friberg, Y. Silberberg, M. K. Oliver, M. J. Andrejco and M. A. Saifi, *Ultrafast all-optical switching in a dual-core fiber nonlinear coupler*, Appl. Phys. Lett., Vol. **15**, 1135 (1987).
- [12] Y. Chen, A. W. Snyder and D. N. Payne, *Twin core nonlinear couplers with gain and loss*, IEEE J. Quantum Electron., **28**, 239 (1992).
- [13] K. Z. Nóbrega and A. S. B. Sombra, *Optimum self modulation profile for nonlinear transmission recovery in twin core optical couplers with loss*, Opt. Commun., **151**, 31 (1998).
- [14] M. G. da Silva e A. S. B. Sombra, *All-optical soliton switching in three-core nonlinear fiber couplers*, Opt. Commun., **145**, 281 (1998).
- [15] J. R. Taylor, *Optical Soliton - Theory and Experiment*, Cambridge, University press (1992).
- [16] N. J. Doran and D. Wood, *Nonlinear-optical loop mirror*, Opt. Lett., Vol. **13**, No. 1, 56 (1988).

# Capítulo 4

## **Espelho óptico não linear em anel (NOLM) operando com fibra de dispersão decrescente (DDF)**

### **4.1 Introdução**

Depois que a forma básica do NOLM foi desenvolvida, despontaram várias implementações alternativas deste dispositivo, uma das quais utiliza fibra de dispersão decrescente para formar o anel de fibra. Neste capítulo, é apresentado as características da fibra de dispersão decrescente e sua vantajosa utilização em óptica não linear. É analisado o chaveamento óptico de soliton e quase-soliton em NOLM padrão, isto é, com a dispersão constante no anel de fibra e razão de acoplamento 40:60 ( $\alpha = 0.4$ ), e em NOLM fabricado de DDF com diversos perfis de dispersão e  $\alpha = 0.5$ . Também é verificado o fator de compressão alcançado pelo pulso na saída do dispositivo, porta 2.

### **4.2 Fibra de dispersão decrescente (DDF)**

Fibras de dispersão cromática variando ao longo do comprimento têm se mostrado bastante úteis em óptica não linear. A razão é que a propagação de ondas não lineares em guias ópticos é descrita pela interação da dispersão e os efeitos não lineares. Por exemplo, um soliton óptico é o resultado do cancelamento do alargamento do pulso,

proveniente da dispersão de segunda ordem, pela não linearidade do índice de refração do material, [1] . Para o caso de solitons ópticos, uma pequena variação na dispersão causa um efeito similar a uma amplificação ou perda, [3] . Como será visto mais adiante (seção 4.2.2.1), tais variações perturbam o equilíbrio entre a dispersão e a não linearidade e, quando a dispersão decresce, o soliton é comprimido. Assim, o uso de fibras de dispersão variável é visto como um método eficaz para controlar solitons ópticos em sistemas de comunicações a base de solitons.

A seguir é brevemente abordado uma técnica de fabricação de DDF's e algumas aplicações incluindo compressão de soliton e compensação de alargamento de soliton em fibras com perdas.

#### 4.2.1 Fabricação de DDF's

A variação da dispersão numa fibra é produzida pela variação dos parâmetros ao longo de seu comprimento. Entre estes estão a composição química do material, o perfil do índice de refração e o diâmetro do núcleo da fibra. Tecnicamente, este último é o que apresenta menos dificuldades para a fabricação. A variação do diâmetro do núcleo pode ser manufaturada através da variação na velocidade de extração da fibra de uma preforma.

Efetivamente, o diâmetro do núcleo pode influenciar na dispersão somente na região espectral próxima ao ponto de dispersão zero do material ( $\lambda \approx 1.3\mu m$ ). A dispersão cromática total  $D$  pode ser aproximada pela expressão

$$D = M_m + M_w, \quad (4.1)$$

onde  $M_m$  é uma dispersão de material e  $M_w$  é uma dispersão de guia de onda, [4]. A dispersão de material depende apenas ligeiramente dos parâmetros da fibra, enquanto que a variação da dispersão de guia de onda pode produzir a variação de dispersão total efetiva. A dispersão de guia de onda pode ser expressa como

$$M_w = \frac{\Delta n}{c\lambda} V \frac{d^2(BV)}{dV^2}, \quad (4.2)$$

onde  $\Delta n$  é a diferença de índice de refração,  $B$  é a constante de propagação normalizada e  $V$  é a frequência normalizada definida como

$$V = k_0 a (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}, \quad (4.3)$$

onde  $a$  é o raio do núcleo,  $n_1$  e  $n_2$  são os índices de refração do núcleo e da casca respectivamente. Pela equação (4.2), tanto a alteração de  $\Delta n$  como a alteração do parâmetro  $V$  resulta em variação de dispersão, sendo que a modificação do parâmetro  $V$  pode ser obtida pela variação do diâmetro da fibra.

## 4.2.2 Aplicações com DDF's

### 4.2.2.1 Compressão de soliton

Fibras de dispersão decrescente podem ser usadas para compressão de soliton, [5] - [11]. A propagação de soliton, com duração de picossegundos, numa fibra monomodo com coeficiente de dispersão de segunda ordem variável,  $\beta_2(z)$ , pode ser descrita pela equação de Schrödinger normalizada, [12],

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{i}{2} \beta_2(z) \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + i |u|^2 u - \Gamma u \quad (4.4)$$

onde  $u$  é a amplitude normalizada do campo elétrico lentamente variável,  $z = Z/L_D$  e  $\tau = (t - z/v_g)/T_o$  são, respectivamente, as coordenadas distância longitudinal e tempo normalizados (ver seção 2.7). A perda linear normalizada da fibra é representada por  $\Gamma$ . Se a perda é suficientemente pequena, seu efeito será alargar o soliton exponencialmente por  $\exp(2\Gamma z)$ , enquanto que sua amplitude será exponencialmente reduzida por  $\exp(-2\Gamma z)$ , [12] - [13]. Conseqüentemente a propriedade de conservação da área do pulso (definida como o produto da amplitude pela largura do pulso), durante a propagação, será mantida. A perda também ocasiona a redução exponencial da energia do soliton a uma taxa de  $\exp(-2\Gamma z)$ .

Assumindo que uma DDF de comprimento  $L$  tem uma dispersão inicial  $\beta_2(0)$  que decresce monotonicamente para um valor final  $\beta_2(L)$ , um soliton fundamental da forma  $u(0, \tau) = A \operatorname{sech}(A\tau)$ , depois de propagar-se pelo comprimento  $L$  da fibra, será comprimido a um pulso do tipo soliton da forma, [12] - [13],

$$u(L, \tau) = \sqrt{\beta} A \exp(-2\Gamma L) \operatorname{sech}[\beta A \exp(-2\Gamma L) \tau] \exp\left\{i \frac{A^2}{8\Gamma} [1 - \exp(-4\Gamma L)]\right\}, \quad (4.5)$$

considerando que a variação de dispersão é suficientemente adiabática. O parâmetro  $\beta$  é definido como  $\beta_2(0)/\beta_2(L)$ . A equação (4.5) indica que o pulso na saída da DDF não é mais um soliton fundamental da mesma forma que o pulso de entrada.

Para uma fibra sem perdas,  $\Gamma = 0$ , a equação (4.5) fica

$$u(L, \tau) = \sqrt{\beta} A \operatorname{sech}(\beta A \tau) \exp(iA^2 L/2). \quad (4.6)$$

Podemos definir o fator de compressão final,  $C_f$ , como a razão da largura total do pulso à meia altura (FWHM),  $\tau_o (= 1.763T_o)$ , no início da DDF, pela FWHM no final da

DDF,  $\tau_L$ , [10] . Para o caso ideal de compressão adiabática, ou seja, toda a energia do pulso de entrada permanece localizada no pulso comprimido, o fator de compressão final deve ser igual a razão de dispersão. Usando conservação de energia e a equação (4.6) obtemos que

$$C_f = \frac{\tau_o}{\tau_L} = \frac{|u(L, 0)|^2}{|u(0, 0)|^2} = \beta. \quad (4.7)$$

A equação (4.7) também mostra que a amplitude do pulso é amplificada por um fator  $\sqrt{\beta}$ .

Na prática, fibras ópticas ideais não existem, isto é  $\Gamma \neq 0$ , e portanto as perdas devem ser consideradas. Como já mencionado, o efeito da perda provoca um alargamento do pulso. A energia do soliton não é mais conservada e, neste caso, o fator de compressão final, usando a equação (4.5), passa a ser

$$C_f = \frac{\tau_o}{\tau_L} = \beta \exp(-2\Gamma L). \quad (4.8)$$

Assim, o fator de compressão final não é igual a razão da intensidade do pulso na saída da DDF pela intensidade do pulso na entrada da DDF [cf. equação (4.7)]. Para o caso de grandes perdas, o soliton é destruído, [14] .

#### 4.2.2.2 Compensação de alargamento de soliton em fibras com perda

É possível evitar o alargamento do pulso induzido pela perda sem usar ganho distribuído para compensar a perda da fibra, [15] . Um soliton fundamental propagando-se em uma fibra com perda, mas com dispersão e não linearidade constantes, experimenta um alargamento de acordo com, [12] ,

$$\tau_z = \tau_o \exp(2\Gamma z). \quad (4.9)$$

Moldando a dispersão ao longo do comprimento do guia para acompanhar o perfil  $\beta_2(z) = \beta_2(0) \exp(-2\Gamma z)$ , o alargamento do pulso pode ser evitado. Desde que a dispersão decrescente atua como uma amplificação efetiva, o decréscimo da energia do soliton, causado pela perda, é exatamente compensado. Assim, a propagação do pulso pode ser mantida por longas distâncias.

### **4.3 NOLM construído de DDF**

O espelho óptico não linear em anel adquire propriedades de chaveamento óptico quando tem seu balanço quebrado por um acoplador assimétrico, [16]. Todavia, um acoplador simétrico pode ser usado se um elemento de ganho é embutido assimetricamente no interior do anel de fibra óptica, [17]. Outras variações incluem o uso de um anel o qual os eixos birefringentes de parte da fibra são girados, [18], ou o uso de duas fibras com propriedades dispersivas diferentes para formar o anel, [19]. Neste último, as mudanças de fase no anel de fibra são proporcionadas pela interação entre a automodulação de fase e a variação da dispersão. Visto que a dispersão varia assimetricamente em torno do anel, então é possível obter autochaveamento com um acoplador simétrico e sem elemento de ganho. O uso de dois guias é um método básico de se introduzir uma dispersão assimétrica ao longo do anel, outra maneira seria a utilização de fibra de dispersão decrescente a qual tem o perfil da dispersão moldado no interior da fibra, [20]-[21].

## 4.4 Simulação computacional

A equação (4.4) descreve a propagação de pulsos ópticos em fibras com dispersão decrescente, onde um fator de perda,  $\Gamma$ , está incluso. Em geral este fator de perda é negligenciado em trabalhos de simulação devido ao uso de fibras com comprimento pequeno. Portanto, para facilitar comparações e por ser uma suposição razoável, foi considerado  $\Gamma = 0$ . Esta análise computacional examina três tamanhos diferentes de dispositivo (o anel é formado com fibras de comprimentos diferentes,  $L = 1, 4, 10$ , significando que o anel tem comprimento igual a uma, quatro e dez vezes o período do soliton) e quatro perfis de dispersão decrescente: linear, hiperbólico, exponencial e Gaussiano. Esses perfis são expressos em termos dos parâmetros  $\beta$  e  $L$  conforme as expressões

$$\text{Linear} : \beta_2(z) = \left( \frac{1 - \beta}{\beta L} \right) z + 1, \quad (4.10)$$

$$\text{Hiperbólico} : \beta_2(z) = \frac{L}{(\beta - 1)z + L}, \quad (4.11)$$

$$\text{Exponencial} : \beta_2(z) = \exp\left(-\frac{\ln \beta}{L} z\right), \quad (4.12)$$

$$\text{Gaussiano} : \beta_2(z) = \exp\left(-\frac{\ln \beta}{L^2} z^2\right). \quad (4.13)$$

Observe que nesses perfis normalizados, o coeficiente de dispersão  $\beta_2$  decresce monotonicamente de 1 até o valor final de  $1/\beta$  depois de um comprimento  $L$  de DDF, figura 4.1, que para estas simulações foram escolhidos  $\beta = 3$  e  $\beta = 5$ .

Para o pulso de entrada foram usados as formas  $A \operatorname{sech}(A\tau)$ , soliton, e  $A \operatorname{sech}(\tau)$ , quase-soliton. A solução numérica da equação (4.4) foi obtida usando o método de Fourier de passos divididos (ver apêndice B). Os parâmetros usados foram:  $T_0 = 5.672 \text{ps}$

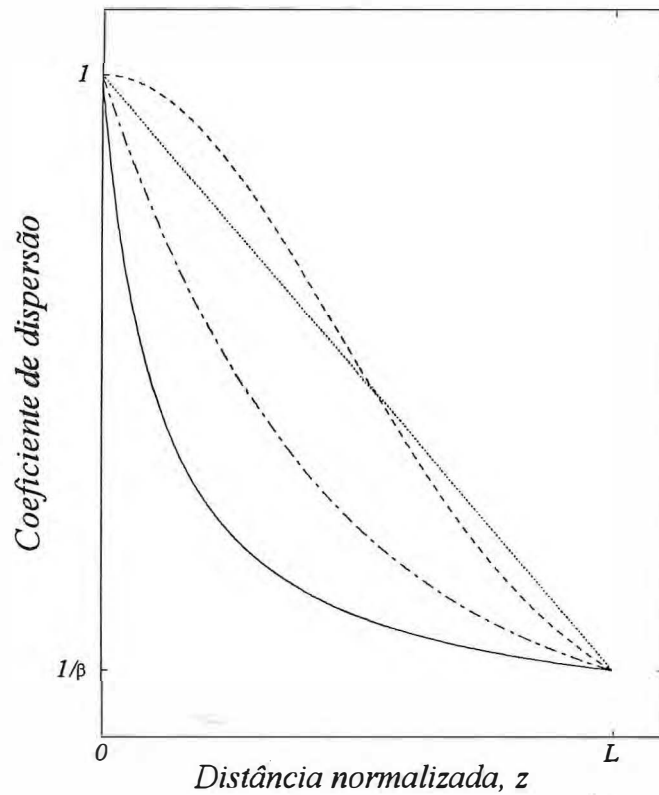


Figura 4.1- Representação gráfica dos perfis de dispersão considerados. Tracejada: Gaussiano; contínua: hiperbólico; pontilhada: linear; tracejada e pontilhada: exponencial.

que equivale a  $T_{FWHM} = 10ps$  no regime de quase-soliton, dispersão inicial  $\beta_2 = -20.0ps^2/Km$  que se mantém inalterada em um NOLM padrão, e  $\gamma = 20.0W^{-1}Km^{-1}$ .

A variação da dispersão, no NOLM construído de DDF, é simulada pela atualização do valor de  $\beta_2(z)$  a cada passo da propagação, conforme os perfis mostrados na figura 4.1. Neste dispositivo, o pulso que se propaga em um sentido, por exemplo horário, experimentará uma dispersão decrescente enquanto que o pulso que se propaga no sentido contrário sofrerá uma dispersão crescente.

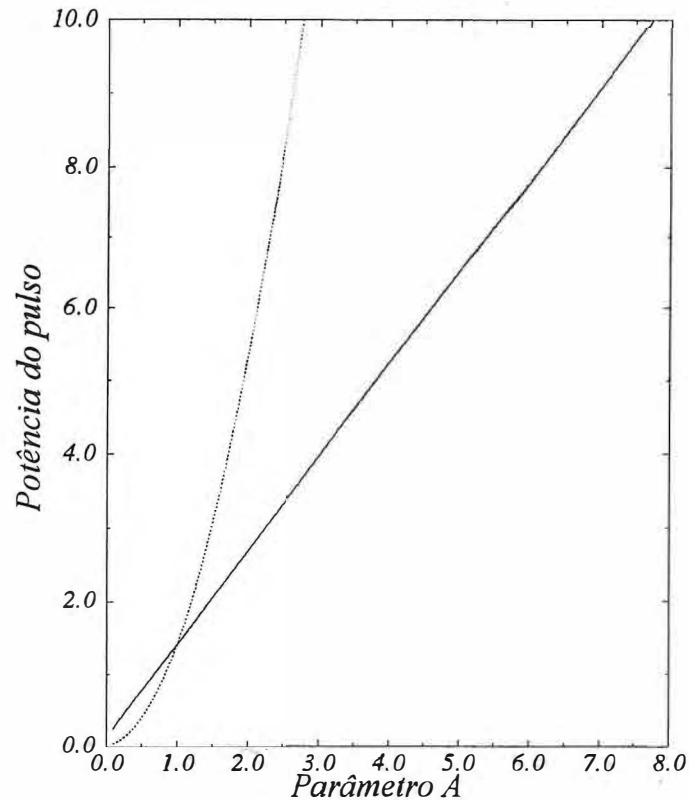


Figura 4.2- Potência do pulso de entrada em função do parâmetro  $A$ . Contínua: regime de soliton, pontilhada: regime de quase-soliton.

A propagação na direção axial da fibra é efetuada em passos sucessivos  $dz$   $0.507m$  que para  $L = 1$  são usadas 200 iterações, isto é, o comprimento  $L$  do anel de fibra é dividido em 200 partes iguais. Para  $L = 4$  e  $L = 10$  o número de iterações sobe para 800 e 2000 respectivamente. Isto causa aumento considerável no tempo de processamento.

Para varrer a faixa de potência estudada (0 a 10), o valor da amplitude do pulso  $A$  é atualizado para cada simulação completa no dispositivo e varia de 0.10 a 7.75 no regime de soliton, e de 0.10 a 2.76 no regime de quase-soliton. O passo escolhido para incrementar o valor de  $A$  foi de 0.01 no regime de soliton. No regime de quase-soliton

foi escolhido dois passos: 0.01 para a faixa que vai de 0.10 a 1.90 e 0.003 para o restante da faixa. A utilização de dois passos no regime de quase-soliton se deve ao fato que a potência do pulso em função do parâmetro  $A$  não varia linearmente, figura 4.2. Estes valores foram escolhidos através de testes.

O pulso a ser propagado é formado por um grid de 1024 pontos que, em linguagem computacional, significa uma matriz de 1 linha e 1024 colunas. Este grid é satisfatório para se obter as curvas de transmissão, mas é insuficiente para a obtenção das curvas de compressão. Neste caso foi usado um grid trinta e duas vezes maior (32768 pontos) para se conseguir curvas de compressão bem definidas, pois a precisão no cálculo da largura temporal do pulso depende do número de pontos do grid. Quanto maior for o grid usado, melhor será a precisão do cálculo e conseqüentemente melhor será a definição gráfica da curva, existindo obviamente um limite. Este procedimento também causa aumento no tempo de processamento pois o valor de cada ponto no grid é recalculado em cada iteração. As curvas de transmissão mostram a potência de saída em função da potência de entrada e as curvas de compressão mostram o fator de compressão  $C$  definido por

$$C = \frac{\tau_o}{\tau_L}, \quad (4.14)$$

também em função da potência de entrada.

#### **4.5 Chaveamento solitônico em NOLM padrão e em NOLM construído de DDF**

A figura 4.3 mostra as curvas de transmissão de um NOLM padrão no regime de quase-soliton para três tamanhos diferentes de anel de fibra. Claramente se vê que o

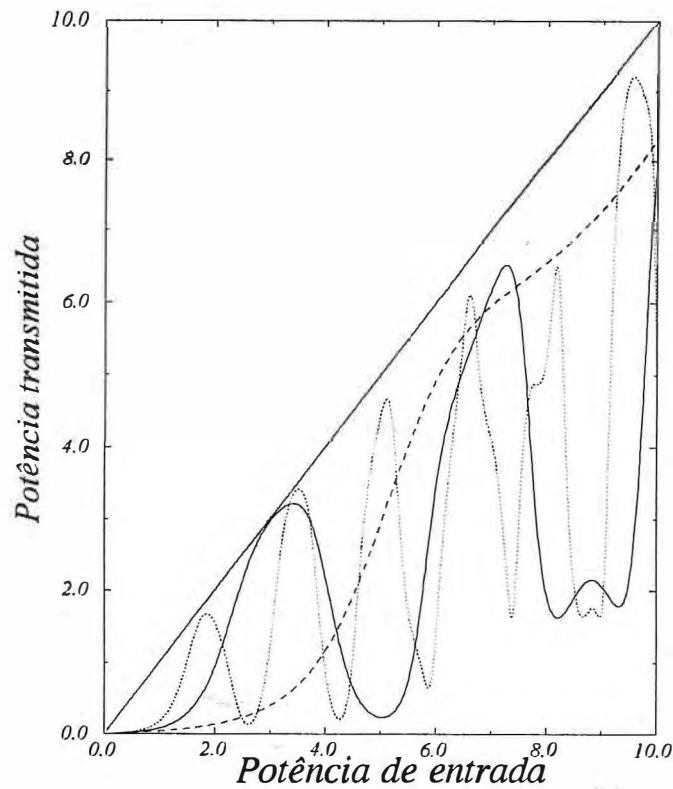


Figura 4.3- Potência transmitida pela potência de entrada para um NOLM padrão com pulso de entrada da forma  $A \operatorname{sech}(\tau)$  ( $\alpha = 0.4$ ). Tracejada:  $L = 1$ ; contínua:  $L = 4$ ; pontilhada:  $L = 10$ .

aumento da dimensão do anel leva a uma diminuição da potência dos picos de transmissão. O mesmo comportamento também se verifica no regime de soliton, figura 4.4. Na tabela 4.1 tem-se a potência de saída e o coeficiente de transmissão, razão entre a potência de saída pela potência de entrada, para os três primeiros picos de máximo de intensidade para esta configuração. Observa-se que no regime de soliton, os picos de intensidade máxima sempre se sucedem em potência mais baixa do que no regime de quase-soliton. Por outro lado, o regime de quase-soliton apresenta transmissão máxima maior. Na figura 4.3 isso é visto notando que os picos de máximos estão mais próxi-

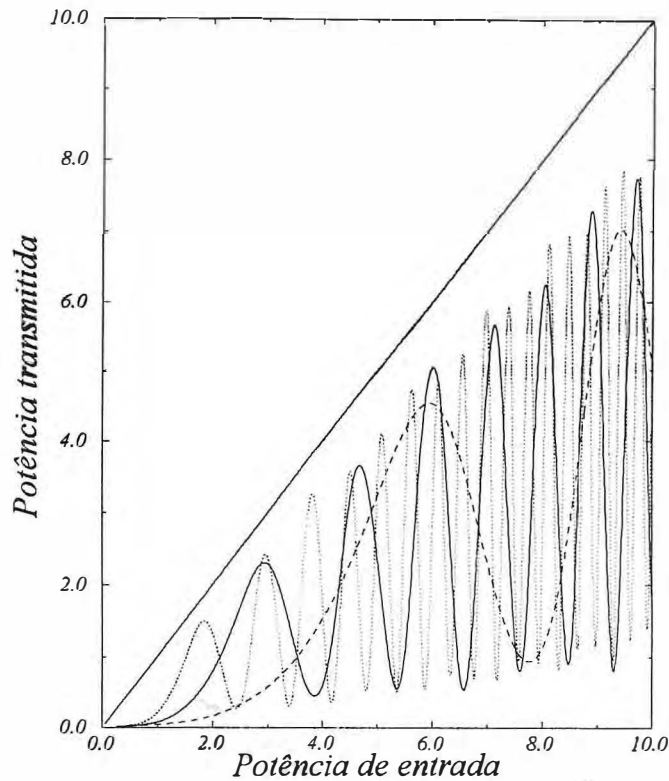


Figura 4.4- Potência transmitida pela potência de entrada para um NOLM padrão com pulso de entrada da forma  $A \operatorname{sech}(A\tau)$  ( $\alpha = 0.4$ ). Tracejada:  $L = 1$ ; contínua:  $L = 4$ ; pontilhada:  $L = 10$ .

mos da linha reta, que representa transmissão 100%, do que na figura 4.4. Percebe-se também pela figura 4.3 que para  $L = 1$  não há nenhum pico de transmissão na faixa de potência considerada. As figuras 4.5 e 4.6, ainda considerando a mesma configuração, mostram o fator de compressão alcançado pelo pulso transmitido. No regime de quase-soliton, figura 4.5, tem-se uma compressão do pulso de saída com comportamento diferente para os três tamanhos de dispositivos. Em contraposição, o regime de soliton apresenta alargamento do pulso transmitido para os três tamanhos de anel com fator de compressão médio em torno de 0.6, figura 4.6.

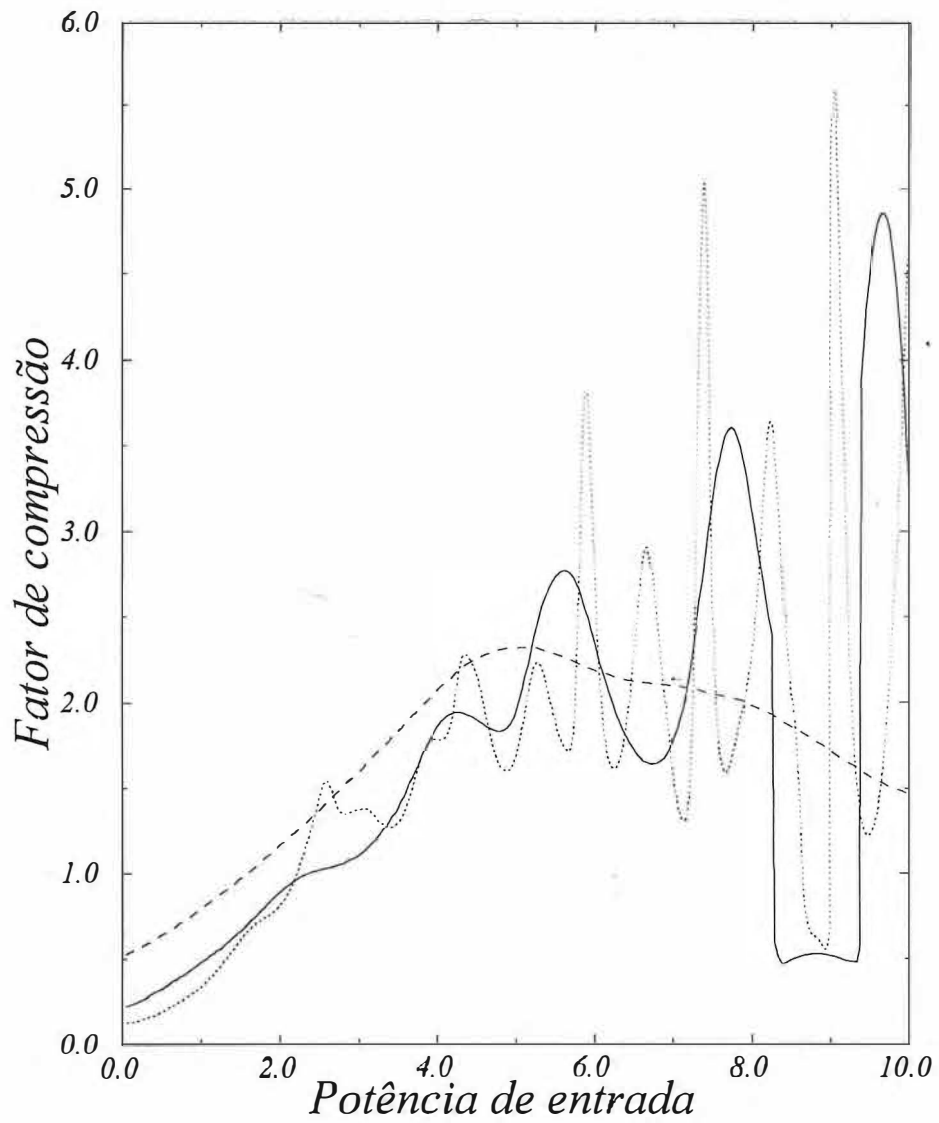


Figura 4.5- Fator de compressão em função da potência de bombeio com pulso de entrada da forma  $A \operatorname{sech}(\tau)$  para um NOLM padrão;  $\alpha = 0.4$ . Tracejada:  $L = 1$ ; contínua:  $L = 4$ ; pontilhada:  $L = 10$ .

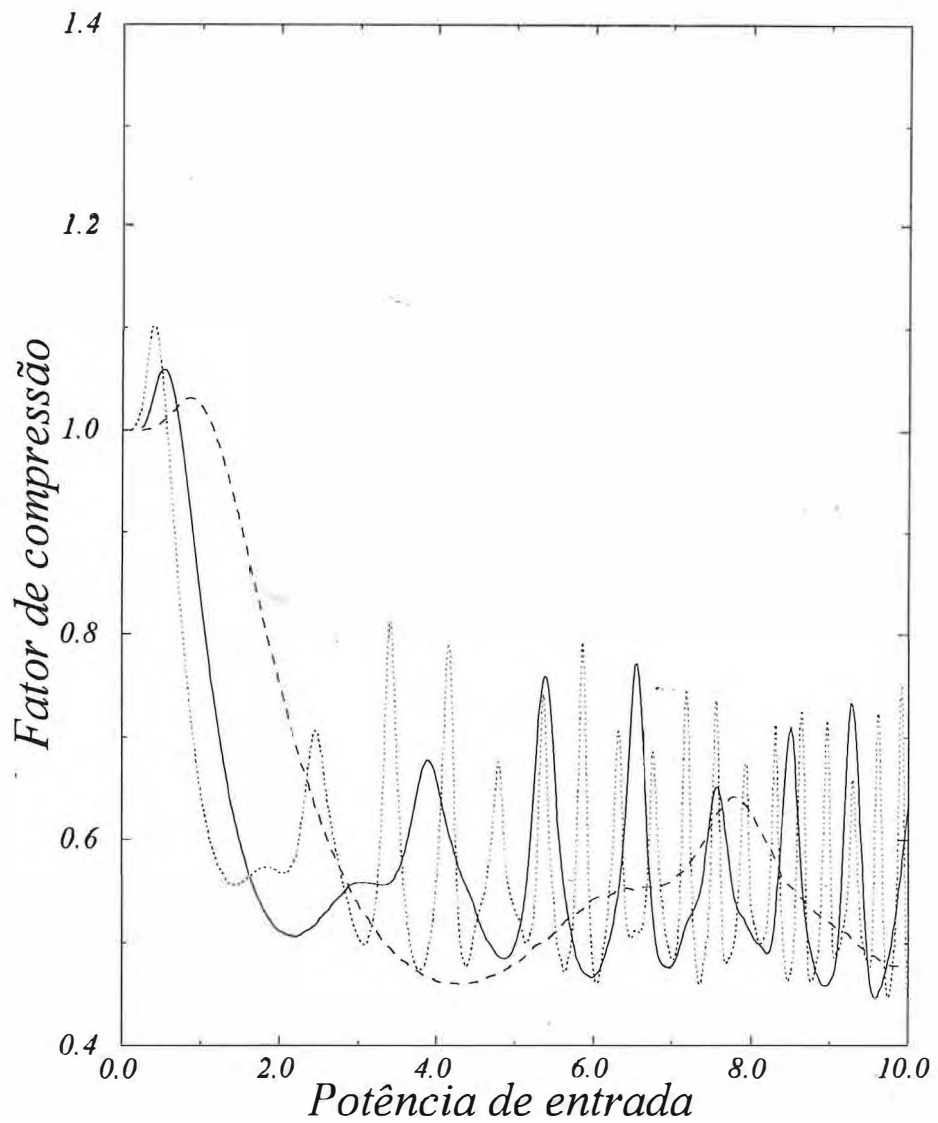


Figura 4.6- Fator de compressão em função da potência de bombeio com pulso de entrada da forma  $A \operatorname{sech}(A\tau)$  para um NOLM padrão ( $\alpha = 0.4$ ). Tracejada:  $L = 1$ ; contínua:  $L = 4$ ; pontilhada:  $L = 10$ .

| NOLM         | $L = 1$ |    | $L = 4$ |      | $L = 10$ |      |
|--------------|---------|----|---------|------|----------|------|
|              | S       | QS | S       | QS   | S        | QS   |
| $P_{c1}$     | 5.93    | *  | 2.94    | 3.43 | 1.85     | 1.85 |
| $P_{c2}$     | 9.42    | *  | 4.67    | 7.28 | 2.96     | 3.51 |
| $P_{c3}$     | *       | *  | 6.00    | *    | 3.81     | 5.19 |
| $T_{\max 1}$ | 0.76    | *  | 0.78    | 0.93 | 0.80     | 0.89 |
| $T_{\max 2}$ | 0.74    | *  | 0.78    | 0.89 | 0.81     | 0.97 |
| $T_{\max 3}$ | *       | *  | 0.84    | *    | 0.85     | 0.91 |

**Tabela 4.1.**  $P_{c1}$ ,  $P_{c2}$ ,  $P_{c3}$ : potência de bombeio do primeiro, segundo e terceiro pico de transmissão máxima respectivamente;  $T_{\max 1}$ ,  $T_{\max 2}$ ,  $T_{\max 3}$ : primeiro, segundo e terceiro máximo do coeficiente de transmissão; S: soliton; QS: quase-soliton.

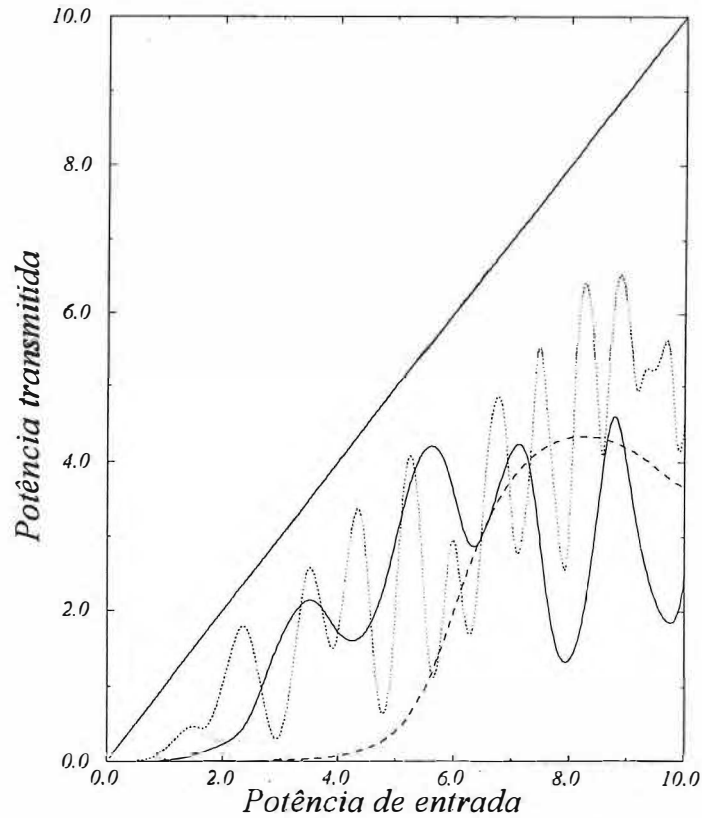


Figura 4.7- Potência transmitida pela potência de entrada para um NOLM construído de DDF com perfil linear e pulso de entrada da forma  $A \operatorname{sech}(\tau)$  ( $\alpha=0.5$ ,  $\beta=3$ ). Tracejada:  $L = 1$ ; contínua:  $L = 4$ ; pontilhada:  $L = 10$ .

As curvas de transmissão para um NOLM construído de DDF com perfil linear, obedecendo a equação (4.10) com  $\beta = 3$ , operando nos regimes de quase-soliton e soliton estão nas figuras 4.7 e 4.8 respectivamente. Nas figuras 4.9 e 4.10 tem-se o fator de compressão associado a esta nova configuração. Verifica-se que no regime de quase-soliton ainda prossegue uma compressão do pulso transmitido, figura 4.9, enquanto no regime de soliton, o pulso de saída apresenta, em média, a mesma duração que o pulso de entrada,  $C = 1$ , para os três tamanhos de anel escolhidos, figura 4.10. Nesta situação, podemos dizer que o NOLM trabalha sem qualquer modificação do pulso de entrada.

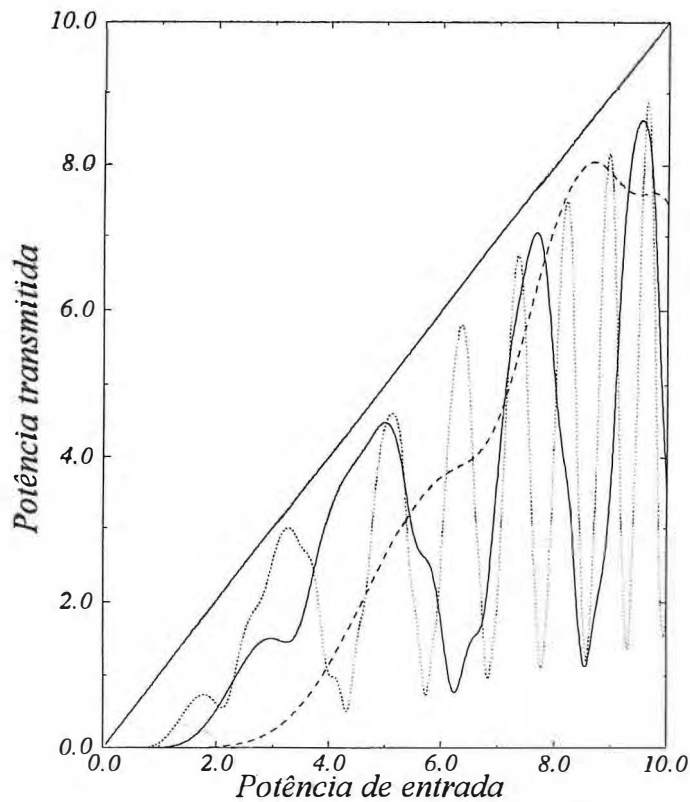


Figura 4.8- Potência transmitida pela potência de entrada para um NOLM construído de DDF com perfil linear e pulso de entrada da forma  $A \operatorname{sech}(A\tau)$  ( $\alpha=0.5$ ,  $\beta=3$ ). Tracejada:  $L = 1$ ; contínua:  $L = 4$ ; pontilhada:  $L = 10$ .

Mantendo a mesma disposição anterior, mas com  $\beta = 5$ , observa-se um aumento no valor médio de  $C$  no regime de soliton como mostra a figura 4.11. Para esta situação é encontrado um fator de compressão médio em torno de 2.5. Para o regime de quase-soliton, figura 4.12, a compressão é ainda mais acentuada, alcançando  $C = 20$  em alta potência de entrada, sugerindo que o aumento de  $\beta$  (decréscimo no valor final da dispersão) conduz a um estreitamento cada vez maior do pulso de saída. Este tipo de comportamento também foi observado em todos os outros perfis estudados.

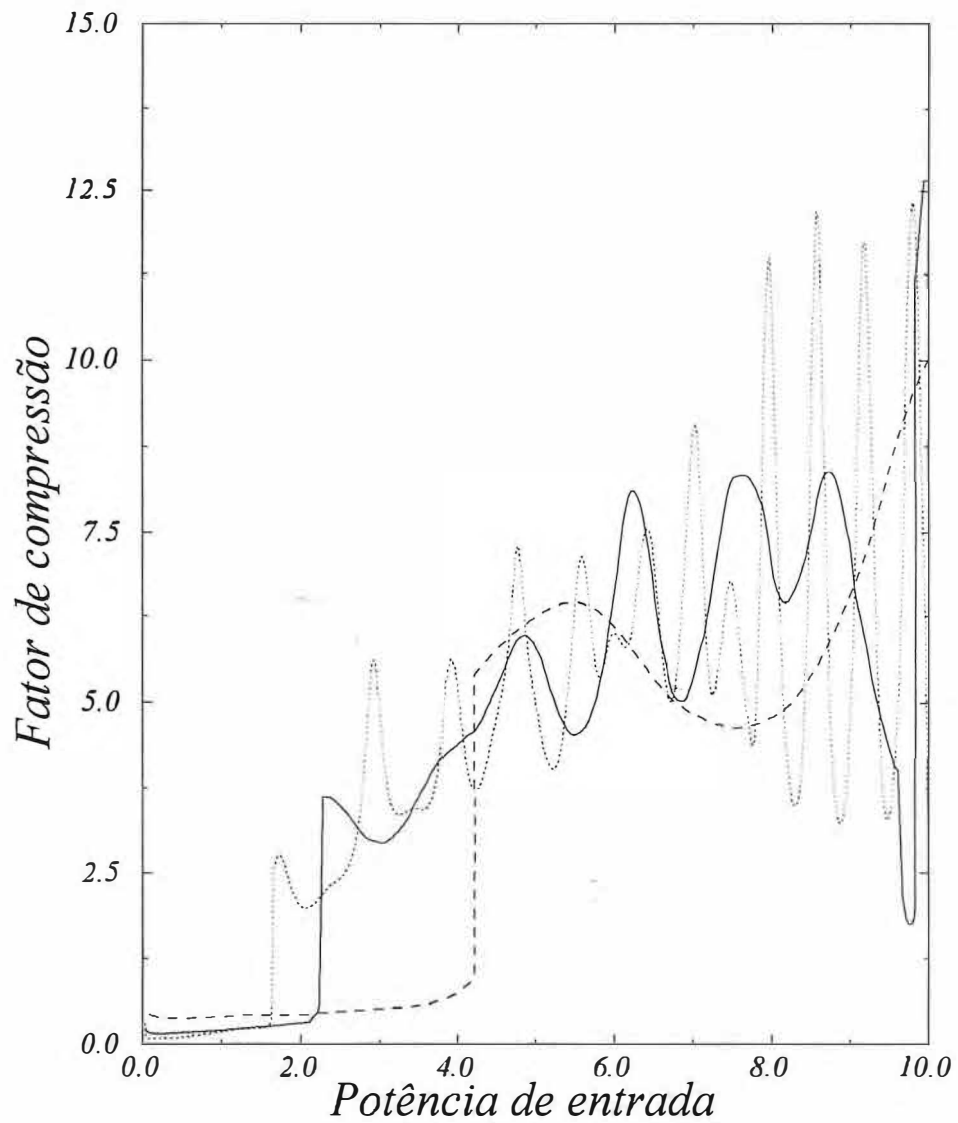


Figura 4.9- Fator de compressão em função da potência de bombeio com pulso de entrada da forma  $A \operatorname{sech}(\tau)$  para um NOLM construído de DDF com perfil linear ( $\alpha = 0.5, \beta = 3$ ). Tracejada:  $L = 1$ ; contínua:  $L = 4$ ; pontilhada:  $L = 10$ .

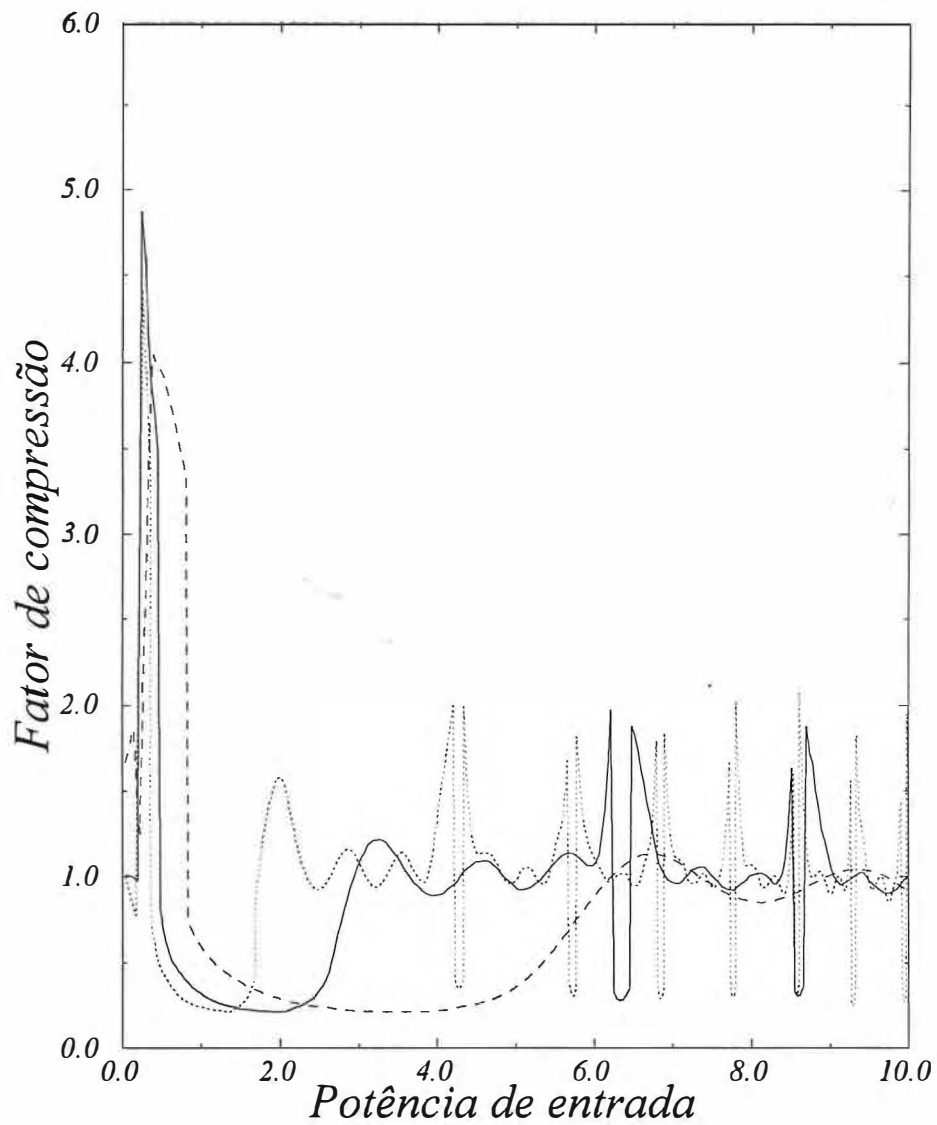


Figura 4.10- Fator de compressão em função da potência de bombeio com pulso de entrada da forma  $A \operatorname{sech}(A\tau)$  para um NOLM construído de DDF com perfil linear ( $\alpha = 0.5, \beta = 3$ ). Tracejada:  $L = 1$ ; contínua:  $L = 4$ ; pontilhada:  $L = 10$ .

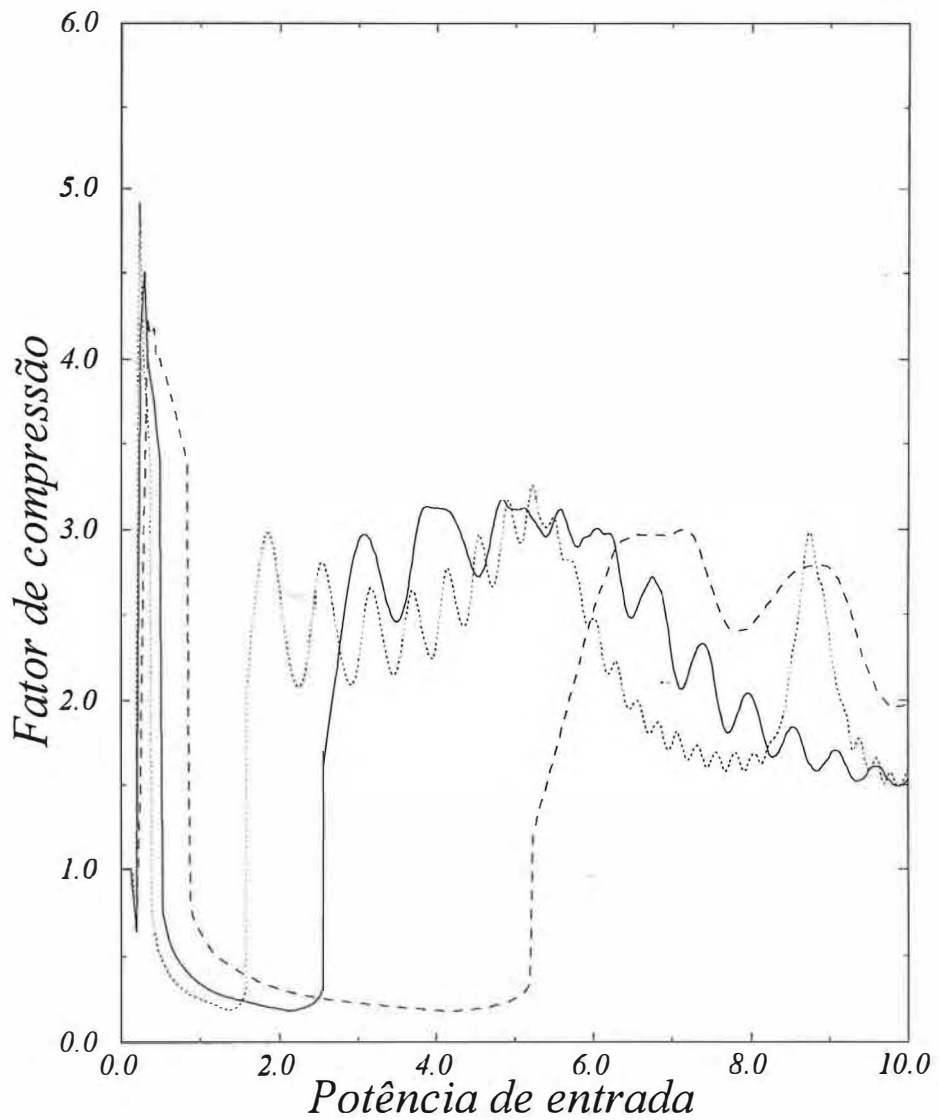


Figura 4.11- Fator de compressão em função da potência de bombeio com pulso de entrada da forma  $A \operatorname{sech}(A\tau)$  para um NOLM construído de DDF com perfil linear ( $\alpha = 0.5, \beta = 5$ ). Tracejada:  $L = 1$ ; contínua:  $L = 4$ ; pontilhada:  $L = 10$ .

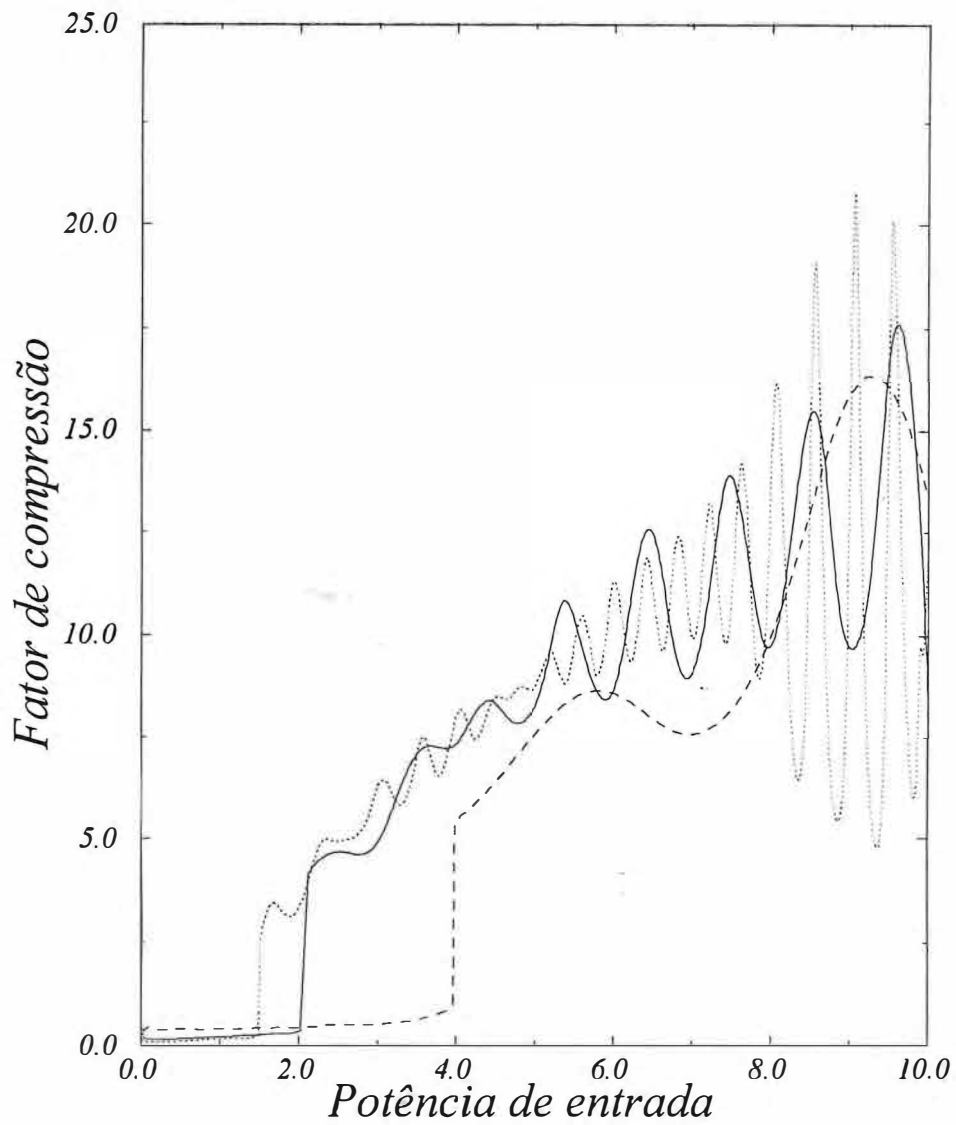


Figura 4.12- Fator de compressão em função da potência de bombeio com pulso de entrada da forma  $A \operatorname{sech}(\tau)$  para um NOLM construído de DDF com perfil linear ( $\alpha = 0.5$ ,  $\beta = 5$ ). Tracejada:  $L = 1$ ; contínua:  $L = 4$ ; pontilhada:  $L = 10$ .

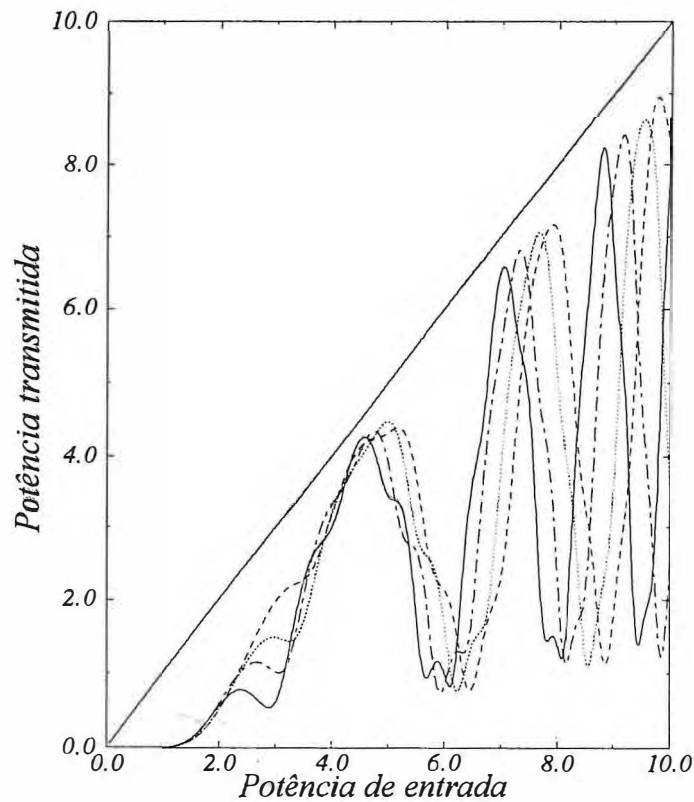


Figura 4.13- Potência transmitida pela potência de entrada para um NOLM construído de DDF com quatro perfis diferentes e pulso de entrada da forma  $A \operatorname{sech}(A\tau)$  ( $\alpha=0.5$ ,  $\beta=3$ ,  $L=4$ ). Tracejada: Gaussiano; contínua: hiperbólico; pontilhada: linear; Tracejada-pontilhada: exponencial.

A figura 4.13 exibe as curvas de transmissão para um NOLM construído de DDF no regime de soliton, com  $\beta = 3$  e  $L = 4$ , onde os quatro perfis são comparados. Pode-se notar que o perfil hiperbólico apresenta os picos em potências menores do que os outros perfis, ficando mais evidente após o segundo pico, enquanto o perfil Gaussiano manifesta ter o pior comportamento neste aspecto. Examinando a tabela 4.2, encontra-se para o perfil hiperbólico  $P_{c1} = 2.39$ ,  $P_{c2} = 4.58$  e  $P_{c3} = 7.05$  que são valores menores do que os apresentados pelos outros perfis. Note que o perfil Gaussiano não apresenta o primeiro pico equivalentemente como os outros perfis. A figura 4.14 mostra

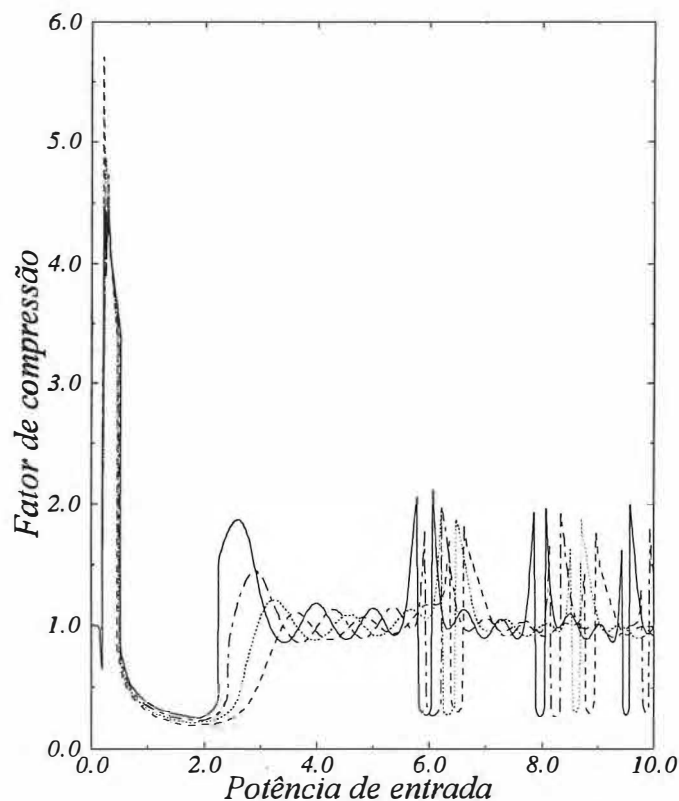


Figura 4.14- Fator de compressão em função da potência de bombeio com pulso de entrada da forma  $A \operatorname{sech}(A\tau)$  para um NOLM construído de DDF com quatro perfis diferentes ( $\alpha = 0.5$ ,  $\beta = 3$ ,  $L = 4$ ). Tracejada: Gaussiano; contínua: hiperbólico; pontilhada: linear; Tracejada-pontilhada: exponencial.

as curvas de compressão para este caso. Vê-se que, na média, todos os perfis apresentam  $C = 1$ . As figuras 4.15 e 4.16 ilustram a mesma simulação anterior mas no regime de quase-soliton. Verifica-se que para o primeiro pico, figura 4.15, o efeito dos perfis não é tão relevante como no regime de soliton, figura 4.13. Entretanto, após o segundo pico, o perfil hiperbólico novamente exhibe picos de transmissão máxima em potências mais baixas do que os outros perfis (conf. tabela 4.2). O fator de compressão associado a esta simulação, figura 4.16, ainda continua sendo forte para os quatro perfis considerados, atingindo um valor em torno de 12 para alta potência de bombeio.

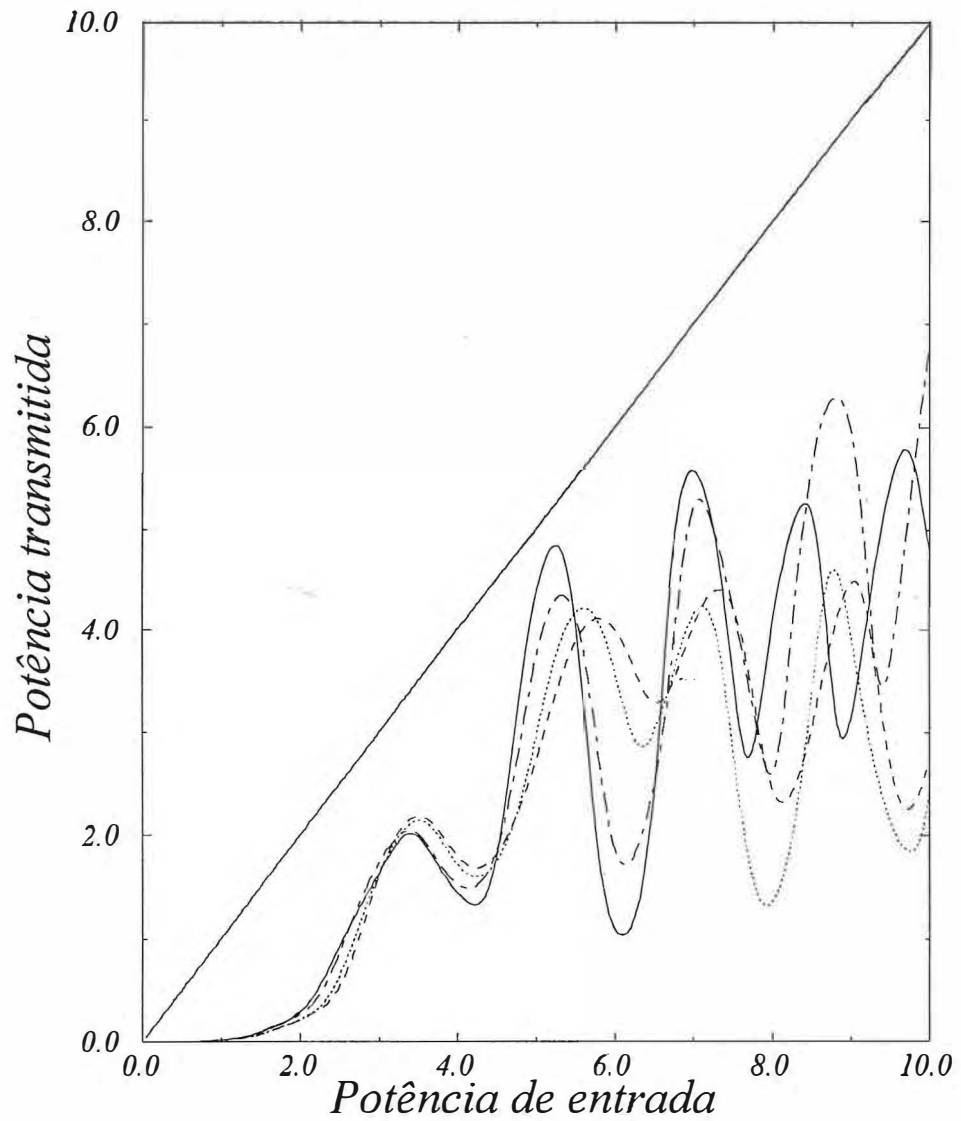


Figura 4.15- Potência transmitida pela potência de entrada para um NOLM construído de DDF com quatro perfis diferentes e pulso de entrada da forma  $A \operatorname{sech}(\tau)$  ( $\alpha=0.5$ ,  $\beta=3$ ,  $L=4$ ). Tracejada: Gaussiano; contínua: hiperbólico; pontilhada: linear; Tracejada-pontilhada: exponencial.

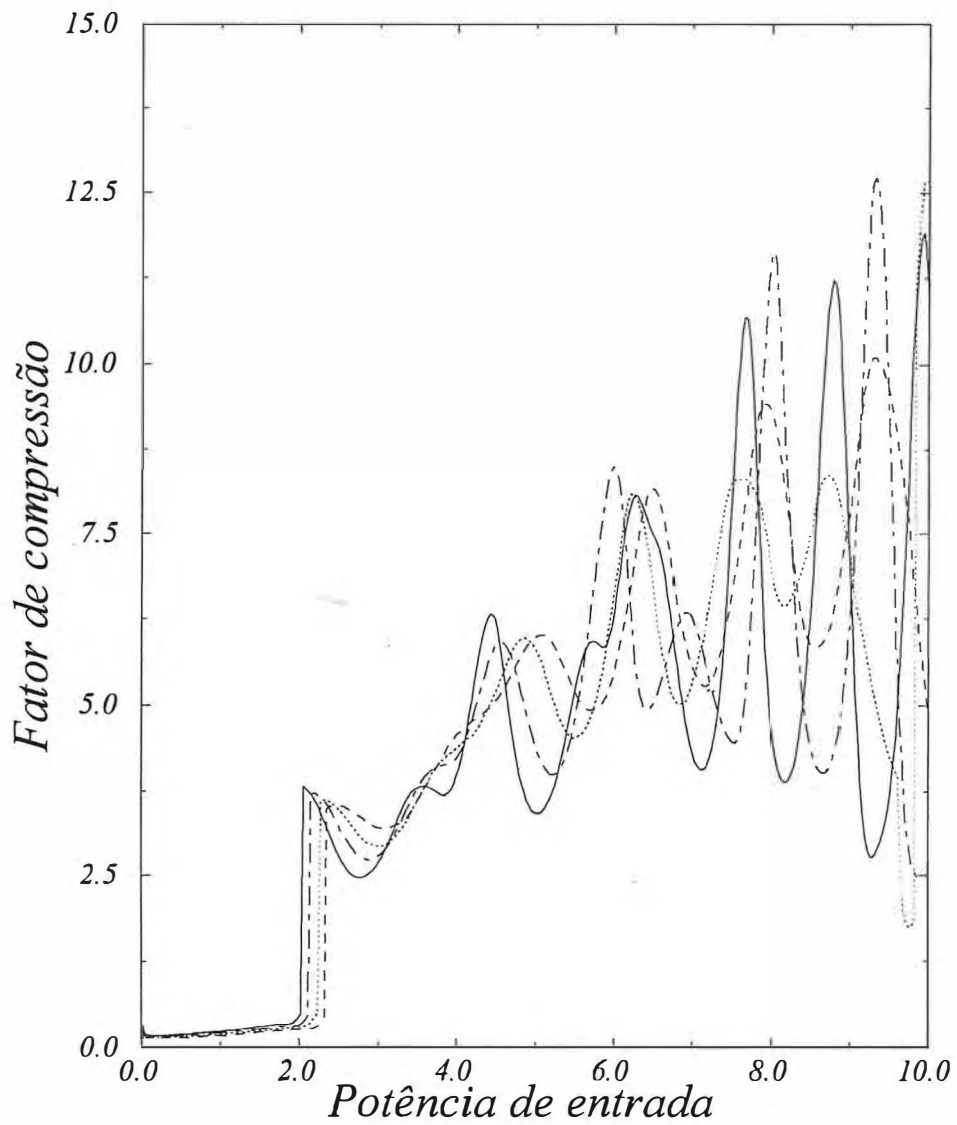


Figura 4.16- Fator de compressão em função da potência de bombeio com pulso de entrada da forma  $A \operatorname{sech}(\tau)$  para um NOLM construído de DDF com quatro perfis diferentes ( $\alpha = 0.5$ ,  $\beta = 3$ ,  $L = 4$ ). Tracejada: Gaussiano; contínua: hiperbólico; pontilhada: linear; Tracejada-pontilhada: exponencial.

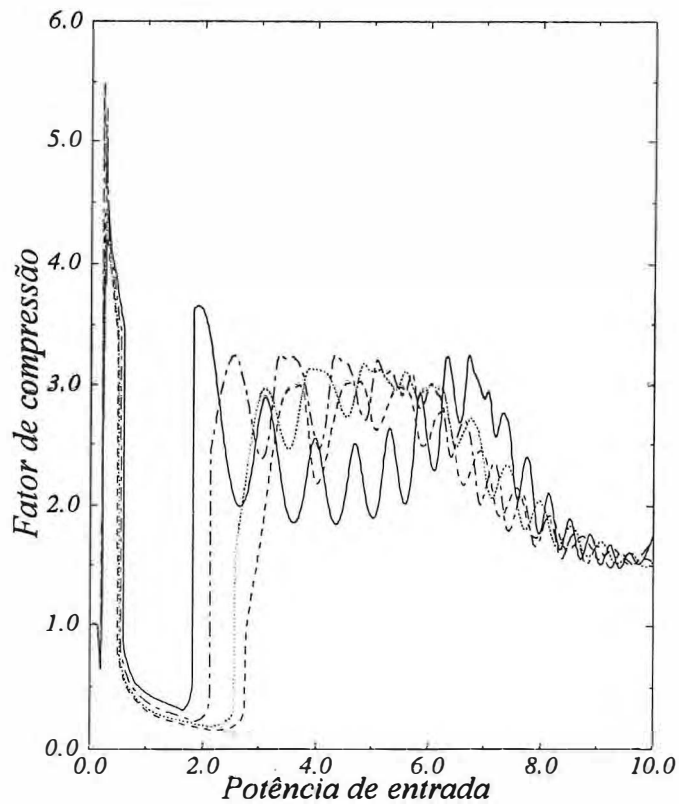


Figura 4.17- Fator de compressão em função da potência de bombeio com pulso de entrada da forma  $A \operatorname{sech}(A\tau)$  para um NOLM construído de DDF com quatro perfis diferentes ( $\alpha = 0.5, \beta = 5, L = 4$ ). Tracejada: Gaussiano; contínua: hiperbólico; pontilhada: linear; Tracejada-pontilhada: exponencial.

Nas figuras 4.17 e 4.18 tem-se as curvas de compressão para as mesmas simulações analisadas anteriormente mas com  $\beta = 5$ . Nota-se que, no regime de soliton, figura 4.17, o fator de compressão que está inicialmente em torno de 3, tende a decrescer, para todos os quatro perfis, quando a potência de entrada aumenta, enquanto que no regime de quase-soliton, figura 4.18, o fator de compressão continua proeminente, atingindo valores em torno de 18, e cresce com o aumento da potência de entrada.

Comparando as simulações no regime de soliton com  $\beta = 3$  e  $\beta = 5$ , figuras 4.14 e 4.17, pode-se dizer que o aumento de  $\beta$  leva a um aumento no fator de compressão.

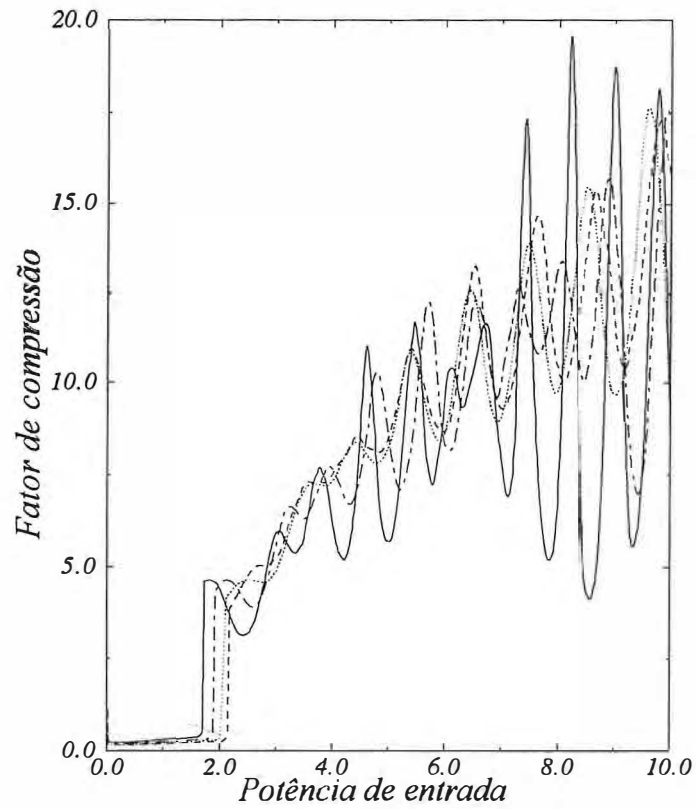


Figura 4.18- Fator de compressão em função da potência de bombeio com pulso de entrada da forma  $A \operatorname{sech}(\tau)$  para um NOLM construído de DDF com quatro perfis diferentes ( $\alpha = 0.5$ ,  $\beta = 5$ ,  $L = 4$ ). Tracejada: Gaussiano; contínua: hiperbólico; pontilhada: linear; Tracejada-pontilhada: exponencial.

Sob estas condições, conclui-se que para o NOLM operar de forma a se obter sempre  $C = 1$ , deve-se achar um valor adequado para  $\beta$  que proporcione menor variação na duração temporal do soliton chaveado, adquirindo assim um comportamento muito bom para dispositivos de chaveamento ópticos.

| $\beta = 3$ |              | $L = 1$ |      | $L = 4$ |      | $L = 10$ |      |
|-------------|--------------|---------|------|---------|------|----------|------|
|             |              | S       | QS   | S       | QS   | S        | QS   |
| Hiperbólico | $P_{c1}$     | 4.90    | 8.20 | 2.39    | 3.42 | 1.50     | 1.33 |
|             | $P_{c2}$     | 8.96    | *    | 4.58    | 5.24 | 3.27     | 2.32 |
|             | $P_{c3}$     | *       | *    | 7.05    | 6.99 | 4.73     | 3.27 |
|             | $T_{\max 1}$ | 0.36    | 0.46 | 0.32    | 0.58 | 0.27     | 0.31 |
|             | $T_{\max 2}$ | 0.91    | *    | 0.93    | 0.92 | 0.87     | 0.89 |
|             | $T_{\max 3}$ | *       | *    | 0.93    | 0.79 | 0.92     | 0.73 |
|             |              |         |      |         |      |          |      |
| Exponencial | $P_{c1}$     | 5.68    | 7.97 | 2.67    | 3.40 | 1.63     | 1.41 |
|             | $P_{c2}$     | 8.33    | *    | 4.75    | 5.34 | 3.13     | 2.32 |
|             | $P_{c3}$     | 9.32    | *    | 7.33    | 7.08 | 4.91     | 3.36 |
|             | $T_{\max 1}$ | 0.49    | 0.53 | 0.43    | 0.60 | 0.36     | 0.33 |
|             | $T_{\max 2}$ | 0.90    | *    | 0.91    | 0.81 | 0.91     | 0.80 |
|             | $T_{\max 3}$ | 0.82    | *    | 0.92    | 0.74 | 0.90     | 0.71 |
|             |              |         |      |         |      |          |      |
| Linear      | $P_{c1}$     | *       | 8.26 | 2.97    | 3.51 | 1.78     | 1.49 |
|             | $P_{c2}$     | 8.69    | *    | 4.98    | 5.61 | 3.28     | 2.35 |
|             | $P_{c3}$     | 9.73    | *    | 7.67    | 7.14 | 5.11     | 3.51 |
|             | $T_{\max 1}$ | *       | 0.52 | 0.50    | 0.60 | 0.40     | 0.30 |
|             | $T_{\max 2}$ | 0.92    | *    | 0.89    | 0.74 | 0.91     | 0.76 |
|             | $T_{\max 3}$ | 0.78    | *    | 0.91    | 0.59 | 0.90     | 0.73 |
|             |              |         |      |         |      |          |      |
| Gaussiano   | $P_{c1}$     | *       | 8.07 | *       | 3.50 | 1.97     | 1.59 |
|             | $P_{c2}$     | 8.88    | *    | 5.16    | 5.79 | 3.38     | 2.35 |
|             | $P_{c3}$     | *       | *    | 7.91    | 7.32 | 5.23     | 3.59 |
|             | $T_{\max 1}$ | *       | 0.59 | *       | 0.62 | 0.52     | 0.32 |
|             | $T_{\max 2}$ | 0.93    | *    | 0.85    | 0.70 | 0.91     | 0.72 |
|             | $T_{\max 3}$ | *       | *    | 0.90    | 0.60 | 0.90     | 0.80 |
|             |              |         |      |         |      |          |      |

**Tabela 4.2.**  $P_{c1}$ ,  $P_{c2}$ ,  $P_{c3}$ : potência de bombeio do primeiro, segundo e terceiro pico de transmissão máxima respectivamente;  $T_{\max 1}$ ,  $T_{\max 2}$ ,  $T_{\max 3}$ : primeiro, segundo e terceiro máximo do coeficiente de transmissão; S: soliton; QS: quase-soliton.

# Referências

- [1] A. Hasegawa and F. Tappert, *Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. 1. Anomalous dispersion*, App. Phys. Lett., vol. **23**, 142 (1973).
- [2] E. M. Dianov, P. V. Mamyshev, A. M. prokhorov and S. V. Chernikov, *Generation of a train of fundamental solitons at a high repetition rate in optical fibers*, Opt. Lett., vol. **14**, 1008 (1989).
- [3] P. V. Mamyshev, S. V. Chernikov and E. M. Dianov, *Generation of fundamental soliton trains for high-bit-rate optical fiber communication lines*, IEEE J. Quantum Electron., vol. **27**, 2347 (1991).
- [4] V. A. Bogatyrev, M. M. Bubnov, E. M. Dianov, P. V. Mamyshev, A. M. prokhorov, A. S. Rumyantsev, V. A. Semenov, S. L. Semenov, A. A. Sysoliatin, S. V. Chernikov, A. N. Guryanov, G. G. Devyatikh and S. I. Miroshnichenko, *A single-mode fiber with chromatic dispersion varying along the length*, J. Lightwave Technol., vol. **9**, 561 (1991).
- [5] H. H. Kuehl, *Soliton on an axially nonuniform optical fiber*, J. Opt. Soc. Amer. B, vol. **5**, 709 (1988).
- [6] S. V. Chernikov and P. V. Mamyshev, *Femtosecond soliton propagation in fibers with slowly decreasing dispersion*, J. Opt. Soc. Amer. B, vol. **8**, 1633 (1991).
- [7] S. V. Chernikov, D. J. Richardson, E. M. Dianov and D. N. Payne, *Picosecond soliton pulse compressor based on dispersion decreasing fiber*, Electron. Lett., vol. **28**, 1842 (1992).
- [8] S. V. Chernikov, E. M. Dianov, D. J. Richardson and D. N. Payne, *Soliton pulse compression in dispersion-decreasing fiber*, Opt. Lett., vol. **18**, 476 (1993).
- [9] L. M. Ivanov, P. P. Branzalov and L. I. Pavlov, *Efficient compression of fundamental solitons in fibers with decreasing dispersion*, Opt. Quantum Electron., vol. **24**, 565 (1992).
- [10] A. Mostofi, H. Hatami-Hanza and P. L. Chu, *Optimum dispersion profile for compression of fundamental soliton in dispersion decreasing fiber*, IEEE J. Quantum Electron., vol. **33**, No. 4, 620 (1997).
- [11] M. D. Pelusi and H.-F. Liu, *Higher order soliton pulse compression in dispersion-decreasing optical fiber*, IEEE J. Quantum Electron., vol. **33**, No. 8, 1430 (1997).
- [12] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, New York: Springer-Verlag (1990).
- [13] A. Hasegawa, *Optical soliton in fibers*, Berlin, Germany: Springer-Verlag (1989).
- [14] K. J. Blow, N. J. Doran and D. Wood, *Generation and stabilization of short soliton pulses in the amplified nonlinear Schrödinger equation*, J. Opt. Soc. Amer. B, vol. **5**, 381 (1988).
- [15] K. Tajima, *Compensation of soliton broadening in nonlinear optical fibers with loss*, Opt. Lett., vol. **12**, 54 (1987).
- [16] K. J. Blow, N. J. Doran and B. K. Nayard, *Experimental demonstration of optical soliton switching in an all-fiber nonlinear Sagnac interferometer*, Opt. Lett., vol. **14**, 754 (1990).
- [17] M. E. Fermann, F. Haberl, M. Hofer and H. Hochreiter, *Nonlinear amplifying loop mirror*, Opt. Lett., vol. **15**, 752 (1990).
- [18] J. D. Moores, K. Bergman, H. A. Haus and E. P. Ippen, *Optical switching using fiber ring reflectors*, J. Opt. Soc. Amer. B, vol. **8**, No. 3, 594 (1991).
- [19] A. L. Steele, Electron. Lett., vol. **29**, 1971 (1993).
- [20] A. L. Steele and J. -P. Hemingway, *Nonlinear optical loop mirror constructed from dispersion decreasing fiber*, Opt. Commun., vol. **123**, 487 (1996).

- [21] W. S. Wong, S. Namiki, M. Margalit, H. A. Haus and E. P. Ippen, *Self-switching of optical pulses in dispersion-imbalanced nonlinear loop mirrors*, Opt. Lett., vol. **22**, 1150 (1997).

# Capítulo 5

## Conclusões

Neste trabalho foi apresentado simulações numéricas para um NOLM padrão e um outro composto de fibra de dispersão decrescente operando nos regimes de soliton e quase-soliton. Os resultados mostram que, de uma maneira geral, as duas configurações do dispositivo apresentam desempenho melhor no regime de soliton do que no regime de quase-soliton.

Foi observado que o aumento do tamanho do anel de fibra resulta na diminuição da potência de entrada para a obtenção dos picos de transmissão máxima em ambos os regimes. Quando o NOLM opera no regime de soliton, os máximos de transmissão podem ser obtidos com potência de entrada menor. No NOLM padrão, a duração temporal do pulso de saída é muito dependente do comprimento da fibra que forma o anel. No regime de quase-soliton, o pulso transmitido apresenta fortes efeitos de compressão enquanto que no regime de soliton, o pulso transmitido manifesta menos flutuações na duração temporal. O pulso é mais estável e em geral tem uma duração de tempo maior no regime de soliton.

As simulações considerando quatro perfis de dispersão diferentes (linear, hiperbólico, exponencial e gaussiano) mostraram que, em média, o perfil hiperbólico proporciona, em relação aos outros perfis, potência de entrada menor para os picos de

transmissão máxima, ficando mais distinto depois do segundo pico. O perfil gaussiano apresenta o pior comportamento nesse aspecto.

A análise do pulso de saída mostrou que, em média, todos os perfis manifestam fator de compressão em torno de 1 (sem compressão) no regime de soliton para  $\beta = 3$ . Este ótimo comportamento é destruído quando  $\beta = 5$ . Para o regime de quase-soliton, sempre foi observado forte compressão no pulso transmitido.

Os resultados indicam que o aumento no valor de  $\beta$  (decréscimo do valor da dispersão final), sempre causa forte compressão do pulso de saída. Este tipo de comportamento foi observado em todos os perfis.

Finalmente se conclui que com uma escolha de perfil de dispersão adequado se pode diminuir a potência de bombeio para a obtenção de máximos de transmissão, assim como obter pulsos transmitidos sem distorção temporal. Isto teria uma importância fundamental para a operação do dispositivo.

O próximo passo deste trabalho será investigar o efeito da perda óptica inerente ao meio de propagação, isto é, considerar a perda no anel de fibra. Outro estudo importante será analisar a operação do NOLM também construído de DDF, mas utilizando um acoplador assimétrico ( $\alpha \neq 0.5$ ). Também se pode fazer o estudo do dispositivo quando bombeado por lasers de frequências diferentes no regime de soliton.

# APENDICE A

## Soliton óptico

O conceito de soliton é uma sofisticada construção matemática baseada na integrabilidade de uma classe de equações diferenciais não lineares. Por serem integráveis, elas têm uma característica em comum, isto é, são todas conservativas e portanto deriváveis de um Hamiltoniano. A integração é efetivada via o método do espalhamento inverso, [1]. A equação não linear de Schrödinger pertence a esta classe de equações integráveis, [2], e prediz que soliton pode se propagar em fibras de vidro com dispersão de velocidade de grupo (GVD) negativa (anômala) sob a influência do efeito Kerr óptico, [3]-[4].

Onda solitária ou soliton é um tipo de solução de propagação para a equação não linear de Schrödinger, [5]. O termo “soliton” é atribuído unicamente às soluções de equações não lineares que possuem indubitáveis propriedades de estabilidade, como por exemplo, numa colisão de duas dessas ondas, as duas componentes devem emergir incólumes.

O método mais simples para encontrar as soluções de propagação para a equação não linear de Schrödinger, equação (2.58), é supor soluções que sejam separáveis nas variáveis  $\xi$  e  $\tau$ , ou seja, soluções da forma

$$u(\xi, \tau) = \exp(i\Lambda\xi) T(\tau). \quad (\text{A.1})$$

Quando a equação (A.1) é substituída na equação (2.58), obtemos a seguinte equação diferencial para  $T$

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 T}{dT^2} + T^3 - \Lambda T = 0. \quad (\text{A.2})$$

Esta equação tem solução do tipo

$$u(\xi, \tau) = \sec h(\tau) \exp(i\xi/2) \quad (\text{A.3})$$

que é um soliton e se propaga sem alterar sua forma. A equação (2.58) assume  $\beta_2$  negativo. Se  $\beta_2$  for positivo, a solução encontrada para  $u(\xi, \tau)$  será da forma

$$u(\xi, \tau) = \tan h(\tau) \exp(i\xi/2). \quad (\text{A.4})$$

A solução (A.3) é chamada de solução de soliton brilhante enquanto a solução (A.4) é chamada de solução de soliton escuro que também é um pulso que preserva sua forma durante a propagação.

Retornando a equação não linear de Schrödinger, também podemos ter soluções de soliton semelhantes aquelas da equação (A.2). O soliton mais simples ocorre quando um pulso tem a forma inicial

$$u(\xi = 0, \tau) = N \sec h(\tau) \quad (\text{A.5})$$

onde  $N$  é um inteiro, [6]. Estes solitons executam um movimento periódico cujo período é  $\pi/2$  para todos os valores de  $N$ . Usando  $\xi = z/L_D$  da equação (2.52), o período  $z_o$  do soliton é dado por

$$z_o = \frac{\pi}{2} L_D = \frac{\pi}{2} \frac{T_o^2}{|\beta_2|} = 0.322 \frac{\pi T_{FWHM}^2}{2 |\beta_2|}, \quad (\text{A.6})$$

onde  $T_{FWHM} \simeq 1.76T_0$ . A figura 5.1 ilustra o comportamento do perfil de intensidade ao longo de  $z$  de um soliton fundamental e a figura 5.2 mostra a evolução periódica de um soliton de ordem mais alta ( $N = 2$ ).

Solitons são potencialmente úteis para compressão de pulsos, [7], e em dispositivos ópticos ultrarápidos, [8]. No entanto, o seu uso em linhas de comunicação compostas por fibras ópticas tem despertado grande interesse em virtude de suas grandes vantagens, [9]. Uma das vantagens importantes é a possibilidade de transmitir informação a uma velocidade muito alta. Neste caso, e também em outras aplicações, é necessário gerar pulsos de laser ultracurtos a uma alta taxa de repetição.

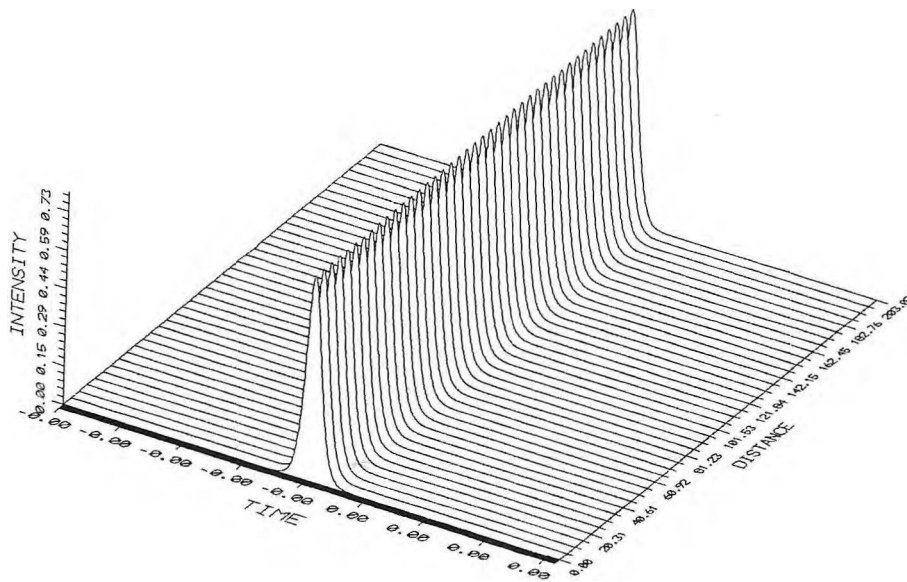


Figura 5.1- Propagação de um soliton fundamental numa fibra.

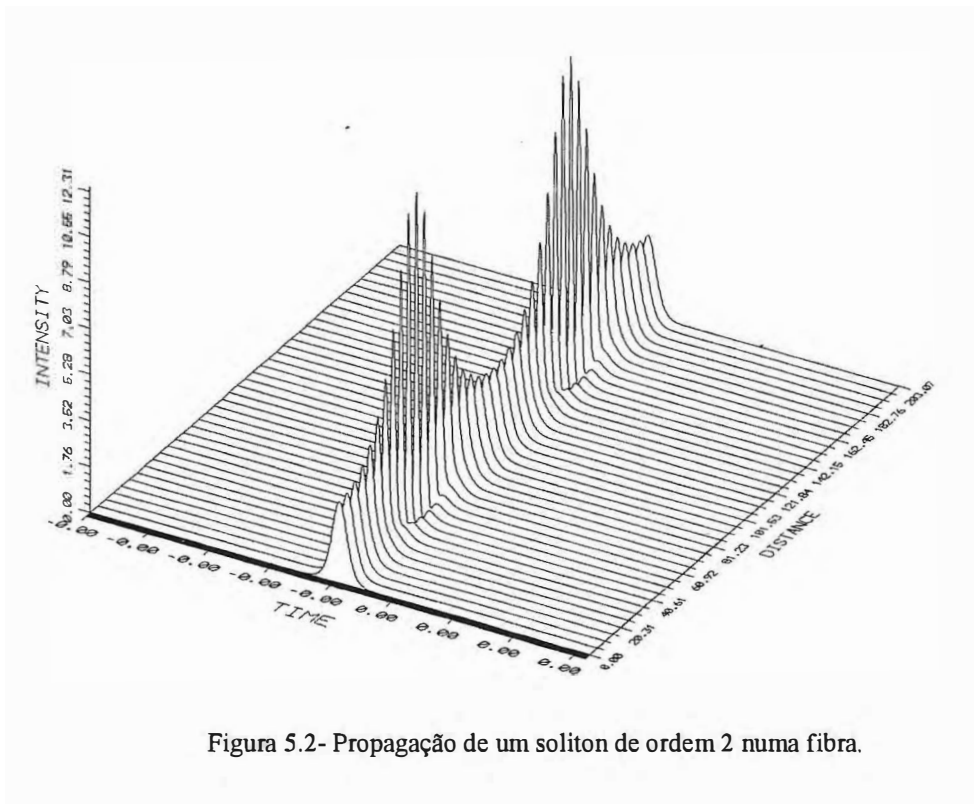


Figura 5.2- Propagação de um soliton de ordem 2 numa fibra.

# Referências

- [1] C. S. Gardner, J. M. Greene, M. D. Kruskal and R. M. Miura, *Method for solving the Korteweg-de Vries equation*, *Phy. Rev. Lett.*, vol. **19**, 1095 (1967).
- [2] V.E. Zakharov and A. B. Shabat, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **61**, 118 (1971) [*Sov. Phys.-JETP* **34**, 62-69 (1972)].
- [3] A. Hasegawa and F. Tappert, *Transmission of stationary nonlinear optical pulse in dispersive dielectric fibers. I. anomalous dispersion*, *Appl. Phys. Lett.*, vol. **23**, 142 (1973).
- [4] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen and J. P. Gordon, *Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers*, *Phys. Rev. Lett.*, vol. **45**, 1095 (1980).
- [5] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, San Diego, CA (1989).
- [6] J. Satsuma and N. Yajima, *Initial value problems of one-dimensional self-modulation of nonlinear waves in dispersive media*, *Prog. Theor. Phys. (Suppl.)*, vol. **55**, 284 (1974).
- [7] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. P. Gordon and W. J. Tomlinson, *Extreme picosecond pulse narrow by means of soliton effect in single-mode optical fibers*, *Opt. Lett.*, vol. **8**, 289 (1983).
- [8] N. J. Doran and D. Wood, *A soliton processing element for all-optical switching and logic*, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. **4**, 1843 (1987).
- [9] L. F. Mollenauer and K. Smith, *Demonstration of soliton transmission over more than 400 Km in fiber with loss periodically compensated by Raman gain*, *Opt. Lett.*, vol. **13**, 675 (1988).

## APENDICE B

### Método Fourier de passo dividido

Os métodos analíticos não se aplicam facilmente a muitas equações de propagação não lineares em óptica. Frequentemente é necessário recorrer à simulações computacionais em busca de uma inspiração intuitiva. Há vários exemplos, na pesquisa de soliton, onde o progresso analítico se beneficiou de experimentos numéricos. Entre os muitos tipos de métodos empregados para resolver equações de propagação óptica, os métodos espectrais de passo dividido são os mais comuns, [1] -[3] . Estes métodos de simulação separam uma pequena distância da propagação em duas partes, uma linear e outra não linear. Cada parte é tratada separadamente. A parte linear é frequentemente integrada no espaço espectral transversal onde o propagador linear é um operador multiplicativo em vez de um operador diferencial. O algoritmo de transformada rápida de Fourier é utilizado sempre que se entra e sai deste espaço. Um obstáculo deste método é que os campos devem permanecer localizados em ambas as faixas, espacial e espectral. Outra dificuldade é que toda simulação deve ter condições de contorno periódicas em cada direção transversal. Esta periodicidade significa que uma simulação que se expande durante a propagação pode eventualmente interagir com si mesma. Podemos facilmente entender o método escrevendo as equações de propagação como equações de operadores:

$$\partial_z \vec{A} = (\hat{D} + \hat{N}) \vec{A}, \quad (\text{B.1})$$

considerando que todos os campos se propagam na direção  $z$ . O operador  $\hat{D}$  representa os termos lineares da equação de propagação e o operador  $\hat{N}$  contém os termos não lineares. As soluções para esta equação podem ser escritas formalmente como:

$$\vec{A}(z+h) = \exp \left[ \left( \hat{D} + \hat{N} \right) h \right] \vec{A}(z). \quad (\text{B.2})$$

Então a propagação do vetor  $\vec{A}$  pode ser supostamente escrita como um procedimento de dois passos,

$$\vec{A}(z+h) \approx \exp \left[ \hat{D}h \right] \exp \left[ \hat{N}h \right] \vec{A}(z). \quad (\text{B.3})$$

O primeiro passo é a propagação não linear, onde o propagador não linear é calculado usando os campos em  $z$ . O passo linear é comumente efetuado no espaço espectral.

Alguns cuidados são necessários no passo da propagação linear para identificar corretamente as frequências espaciais positivas e negativas. Por causa das condições periódicas, inicialmente assumidas, usadas no algoritmo de FFT, as frequências de espaço precisam ser interpretadas na correta zona de Brillouin centrada em 0. O FFT requer que o número de pontos de dados seja uma potência de 2. Como uma consequência, as componentes de frequência positivas máximas e negativas mínimas são as mesmas. Pode-se ver que esta componente é sempre uma função coseno na extremidade da zona de Brillouin. Então, a largura da condição inicial comparada ao número do comprimento transversal usado, pode ser relativamente pequeno para uma solução adequada.

O erro ocorrido na aproximação da equação (B.3) pode ser estimado recorrendo a fórmula de Baker-Hausdorff, [4] :

$$\exp \left[ \hat{D}h \right] \exp \left[ \hat{N}h \right] = \exp \left[ h \left( \hat{D} + \hat{N} \right) + \frac{h^2}{2} \left[ \hat{D}, \hat{N} \right] + \frac{h^3}{12} \left[ \hat{D} - \hat{N}, \left[ \hat{D}, \hat{N} \right] \right] + \dots \right]. \quad (\text{B.4})$$

Neste esquema de passo dividido é observado um termo de erro da ordem de  $h^2$ . Pode-se melhorar a ordem deste erro escrevendo a evolução do passo numa forma simetrizada,

$$\vec{A}(z+h) \approx \exp \left[ \frac{h}{2} \hat{D} \right] \exp \left[ h \hat{N} \right] \exp \left[ \frac{h}{2} \hat{D} h \right] \vec{A}(z). \quad (\text{B.5})$$

Usando duas vezes a fórmula de Baker-Hausdorff verifica-se que o primeiro termo de erro é da ordem de  $h^3$ . A complicação desta expressão é que o operador  $\hat{N}$ , que depende dos seus próprios campos, é calculado incompleto entre os passos. Isto é uma dificuldade porque os valores dos campos em  $z + h/2$  não pode ser conhecido sem primeiro fazer algum tipo de propagação do ponto  $z$ . Se a não linearidade é bastante pequena,  $\hat{N}$  pode ser aproximado evoluindo os campos somente com o operador  $\hat{D}$  de  $z$  a  $z + h/2$ . Então o operador não linear em  $z + h/2$  pode ser aproximado usando esses campos evoluído linearmente. Esta é a mais simples aproximação.

# Referências

- [1] J. Fleck, J. Morris and M. Feit, *Time-dependent propagation of high energy laser beams through the atmosphere*, Appl. Phys., vol. **10**, 129 (1976).
- [2] M. Feit and J. Fleck, *Light propagation in graded-index optical fibers*, Appl. Opt., vol. **17**, 3990 (1978).
- [3] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, San Diego, CA (1989).
- [4] M. Kaku, ed., *Quantum Field Theory*, New York: Oxford University Press (1993).

# APÊNDICE C

## Trabalhos decorrentes

### C.1. Conferências Nacionais

1. *Soliton switching study in nonlinear optical loop mirror fibers for all optical processing.*

J. L. S. Lima, A. S. B. Sombra.

XV Encontro de Físicos do Norte e Nordeste.

12 a 18 de outubro de 1997, Natal/RN.

2. *Soliton and quasi-soliton switching in nonlinear optical loop mirror (NOLM) constructed from dispersion decreasing fiber (DDF).*

J. L. S. Lima, A. S. B. Sombra.

XXI Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada.

2 a 6 de Junho de 1998, Caxambu/MG.

### C.2. Trabalhos submetidos

1. *Soliton and quasi-soliton switching in nonlinear optical loop mirror (NOLM) constructed from dispersion decreasing fiber (DDF).*

J. L. S. Lima, A. S. B. Sombra.

Submetido ao Optics Communications (1998).

2. *Ultrafast Optical Switching in a Nonlinear Loop Mirror Constructed from Dispersion Decreasing Fiber*

J. L. S. Lima, A. S. B. Sombra.

Aceito pelo Journal of Optical Communications (1998).

# **Soliton and Quasi-Soliton Switching in Nonlinear Optical Loop Mirror (NOLM) Constructed from Dispersion Decreasing Fiber (DDF)**

**J. L. S. Lima and A. S. B. Sombra\***

**Laboratório de Óptica não Linear e Ciência dos Materiais  
(LONLCM), Departamento de Física,  
Universidade Federal do Ceará,  
Caixa Postal 6030, CEP 60455-760  
Fortaleza-Ceará-BRAZIL  
\* email [sombra@ufc.br](mailto:sombra@ufc.br)**

**Abstract:** The performance of a standard nonlinear optical loop mirror (NOLM) device and the NOLM constructed with a dispersion decreasing fiber (DDF) operating in the soliton and quasi soliton regime is investigated numerically. Results showed that the soliton regime present best behavior when compared with the quasi soliton regime. One concludes that operating the NOLM in the soliton regime, the first, second and third transmission maxim could be obtained with low pump power compared with the quasi-soliton regime. It was also observed that in the basic NOLM device, the output pulse duration is very dependent on length of the fiber. In the quasi soliton regime, the transmitted pulse present strong shaping effects (compression). However in the soliton regime, the transmitted pulses present fewer fluctuations in the time duration with pump power. The output pulse duration present more stability with a bigger time duration ( $C=0.6$ ). Our simulations considering four different profiles, linear, hyperbolic, exponential and Gaussian conclude that, in average, the hyperbolic profile gives the lowest pump power for the first, second and third transmission peaks of transmission comparing with the other profiles. The Gaussian profile presents the worse behavior. It was also observed that with a proper choice of the dispersion profile we could have a transmitted pulse with no distortion in the soliton regime. For the quasi-soliton regime, strong compression was observed.

## 1. Introduction

The nonlinear optical loop mirror<sup>1</sup> (NOLM) and the nonlinear amplifying loop mirror<sup>2</sup> (NALM) have been shown to possess optical switching properties<sup>3</sup> when they are unbalanced by an asymmetric coupler and by an asymmetrically placed gain element, respectively. The NOLM has been one of the most successful devices for demonstrating a range of all optical processing functions including soliton switching<sup>4</sup>, demultiplexing<sup>5</sup>, wavelength conversion<sup>6</sup>, optical logic<sup>7</sup>. Self-switching in these types of Sagnac interferometers is achieved by breaking the loop symmetry for counter-propagating pulses in the optical fiber. To do this the NOLM uses an asymmetric coupler to induce different phase-shifts by self-phase modulation (SPM). However the symmetric coupler can be used in a NOLM if a gain element is placed asymmetrically in the loop<sup>9</sup> (NALM). Other variations include using two fibers with different dispersive properties within the loop<sup>10</sup>. The use of two fibers is a direct way of introducing an asymmetric GVD around the loop. In reference<sup>11</sup> the authors use a dispersion-decreasing fiber (DDF) where a steady axial change in the GVD is designed into the fiber. In this paper (Reference 11) a quasi-soliton switching is studied in a NOLM using a DDF in three different profiles (linear, regular steps and Lorentzian).

In a DDF of certain length, the dispersion is monotonically and smoothly decreased from an initial value to a smaller value at the end of the length according to some specified value. Provided the dispersion variation in the DDF is sufficiently gradual, soliton compression can be an adiabatic process where an input fundamental soliton pulse can be ideally compressed as it propagates, while retaining its soliton character and conserving the energy. Interest in DDF in nonlinear fiber optics has focused on its use to compensate for the detrimental effect of signal attenuation in long distance soliton propagation.

However the input pulse profile is a fundamental point to be studied in a NOLM.

Previous studies of soliton and quasi-soliton switching in optical fibers devices have shown excellent switching characteristics for the soliton pulses, with efficiencies around 96% for a wide range of input energies for directional couplers<sup>12</sup>. By comparing the switching behavior of different inputs-fundamental and second order solitons, and quasi-solitons it was observed that the fundamental soliton has the most suitable features for optical switching. Indeed, it has been shown that pulse breakup may be avoided when the input signal is a soliton<sup>12</sup>. Since then, soliton switching in nonlinear fiber couplers have been receiving considerable attention.

In this paper, we report numerical studies of the propagation of short optical soliton and quasi-soliton pulses in the basic NOLM and in a version composed with a dispersion decreasing fiber DDF considering four different profiles (linear, hyperbolic, exponential and Gaussian).

## 2. Pulse Propagation in DDF's with Different Dispersion Profiles

We first consider picosecond pulses propagating in the anomalous dispersion regime in an optical fiber with variable normalized second-order dispersion coefficient  $\beta_2(z)$ . For propagating in DDF, the nonlinear Schrödinger equation with a axially varying dispersion profile  $\beta(z)$ :

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\beta_2(z)}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = 0 \quad (1)$$

where  $u$  is the modal field amplitudes in soliton units.  $\xi$  and  $\tau$  are the normalized length and time in soliton units with  $\xi = z / L_D$  and  $\tau = t / T_0$ . Here  $L_D = T_0^2 / |\beta_2|$ , with pulse width  $T_0$  ( $T_{FWHM} = 10\text{ps} = 1.763 T_0$ ,  $|\beta_2| = 20\text{ps}^2/\text{km}$ )

The varying GVD parameter  $\beta_2(z)$  is normalized by the dispersion in the input of the fiber,  $\beta_2(0) = |\beta_2| = 20\text{ps}^2/\text{km}$ .

For the first order soliton ( $N=1$ ) the solution is:

$$u_i(\xi, \tau) = A_i \operatorname{sech}(A_i \tau) \exp(iA_i^2 \xi / 2 + i\phi_i) \quad (2)$$

where  $A_i$  and  $\phi_i$  are arbitrary constants. For the soliton solution we use the time profile of Equation 2 :  $u_i(\xi, \tau) = A_i \operatorname{sech}(A_i \tau)$  and for the quasi-soliton profile we use the solution  $u_i(\xi, \tau) = A_i \operatorname{sech}(\tau)$ . We have analyzed numerically the soliton transmission of first order solitons and quasi-solitons through the NOLM for 1, 4 and 10 soliton periods ( $\xi = \pi/2, 2\pi, 5\pi$  respectively).

In Figure 1, one has the schematics of the NOLM. The field equations for the NOLM is given by :

$$u_3 = \sqrt{\alpha} u_1 \quad (3)$$

$$u_4 = i\sqrt{1-\alpha} u_1 \quad (4)$$

Where  $u_i$  ( $i=1,2,3,4$ ) are the electric fields around the loop as shown in Figure 1 and  $\alpha$  is the coupling factor, according to  $\alpha$ :  $(1-\alpha)$  being the power splitting ratio.

In this paper, we compare three different loop lengths of the loop ( $\xi = \pi/2, 2\pi, 5\pi$ ) and four simple decreasing dispersion profiles, namely linear, hyperbolic, exponential and Gaussian. These profiles expressed in terms of the parameters  $\beta$  and  $L$  (length of the DDF) are:

hyperbolic

$$\beta_2(z) = \frac{L}{(\beta-1)z + L} \quad (5)$$

exponential

$$\beta_2(z) = \exp\left(-\frac{\ln \beta}{L} z\right) \quad (6)$$

Gaussian

$$\beta_2(z) = \exp\left(-\frac{\ln \beta}{L^2} z^2\right) \quad (7)$$

linear

$$\beta_2(z) = \left(\frac{1-\beta}{\beta L}\right) z + 1 \quad (8)$$

Note that in these normalized profiles the dispersion coefficient  $\beta_2$  monotonically decreases from 1 to a final value  $1/\beta$  after a length  $L$  of DDF. These dispersion profiles are illustrated in Figure 2

We also define the final compression factor  $C$ , achieved after propagation of the optical input pulse in the NOLM. It is defined as the ratio of the optical pulse FWHM at the input of the NOLM  $\tau_0$  (FWHM of the  $|u_1(0,\tau)|^2$ , input pulse), to that at the output (transmitted) of the NOLM,  $\tau_L$  (FWHM of the  $|u_2(L,\tau)|^2$ , transmitted pulse).

$$C = \frac{\tau_0}{\tau_L} \quad (9)$$

### 3. Results and Discussion

In Figure 3a one has the transmitted output from the NOLM with a 40:60 coupler ratio, for the quasi-soliton input laser profile. From this figure is clear that the increase of the fiber length lead to the decrease of the power for the first and second transmission maximum (See also Table 1). This behavior is also observed for the soliton pumping (Figure 4a). In Table 1 one has the pump power and transmission coefficient for the first, second and third transmission maximum of the NOLM for the three length of fiber, for the soliton and quasi-soliton laser profile. The increase of the length of the fiber also decrease the pump power of the three first peaks for the soliton regime (Table 1). For the soliton regime, the pump power for the first, second, and third maximum is always lower compared to the quasi-soliton regime (Figure 3 and 4, Table 1). However the maximum transmission is higher for the quasi-soliton. From figures 3b and 4b one has the compression factor (Equation 9). In the quasi-soliton regime (figure 3b) one has a strong compression of the output pulse with different behaviors for the three length devices. For  $\xi=\pi/2$  one has compression factors around 2.5. For the soliton regime (Figure 4b) the three fibers present increase of the input pulse duration ( $C<1$ ) with an average value around 0.6 ( $T \approx 16.6$  ps). One can conclude that operating the NOLM in the soliton regime, the first, second and third transmission maxim could be obtained with low pump power compared with the quasi-soliton regime. In the quasi soliton regime, the transmitted pulse present strong shaping effects (compression). However in the soliton regime, the transmitted pulses present fewer fluctuations in the time duration. In average the output pulse present compression factor around 0.6. In Figure 5a and 6a, one has the transmission curves for quasi-soliton and soliton regime in a linear DDF in

the NOLM. In this configuration the dispersion decrease from  $|\beta_2|=20\text{ps}^2/\text{km}$  in the input of the NOLM to 1/3 of this value at the output ( $\beta=3$  and  $\alpha=0.5$ ). In Figures 5b and 6b one has the compression factor for these NOLM's. For the quasi-soliton regime we still have strong compression in the output pulse (Figure 5b). From Figure 6b one can notice that that in the soliton regime one has in average, the output pulse, with the same time duration of the input situation ( $C=1$ ) for each length of the fiber device. In this situation the device is working without any modification of the input pulse duration, which is a good behavior for an optical switching device. Using the same parameters as before, but with  $\beta=5$ , there is an increase of the average value of  $C$ . In Figure 6c one has the compression factor for the soliton regime with  $\beta=5$ . For this situation one has the increase of the compression factor,  $C=2.5$ . For the quasi-soliton regime (Figure 6d) the compression is even stronger. For high input power one has compression around 20. This result suggest that the increase of  $\beta$  (decrease of the final value of dispersion) lead to strong pulse compression of the transmitted pulse. In average this kind of behavior was observed in all the profiles. In Figure 7a one has the transmission curves for the NOLM in the soliton regime where we do a comparison between the four profiles, with  $\beta=3$  and  $\xi=2\pi$ . One can notice that, in average, the hyperbolic profile gives the lowest pump power for the first, second and third transmission peaks of transmission ( $p_{C1}=2.39$ ,  $p_{C2}=4.58$  and  $p_{C3}=7.05$ ) comparing with the other profiles. The Gaussian profile present the worse behavior ( $p_{C2}=5.16$ ,  $p_{C3}=7.91$ , see also Table 2). The decrease of the pump power of the hyperbolic profile compared with the other profiles is more pronounced after the second transmission peak. In Figure 7b one has the compression factor calculated from Figure 7 a. One can see that in average all the profiles gives  $C=1$ (no compression) for  $\beta=3$ . In Figure 8 one has simulations for the same parameters of Figure 7 but considering the quasi-soliton input profile. For the first transmission peak, the effect of the profile is less strong compared with the soliton profile (Figure 8 a). However it becomes more strong for the second transmission peak, where again the hyperbolic profile present low pump power, for the maximum transmission, comparing the other profiles (See also Table 2). In Figure 8b one has the compression factor associated with Figure 8a. One can easily notice that for all the profiles, the compression is very strong for the transmission pulse, with values around 12 for high pump power. In Figure 9 one has the same simulations as before but with a higher value of  $\beta$  ( $\beta=5$ ). In Figure 9 a and 9b one has the compression factor for the soliton and quasi-soliton regime. For the soliton regime the compression factor is around 3 and decreases for high pump power. For the quasi-soliton regime (Figure 9b) the result is even worse. The compression factor, always increases with pump power, going to values around 18. Comparing with the simulations (for the soliton profile) where  $\beta=3$ , one can conclude that the increase of  $\beta$  leads to the increase of the compression factor. Under these conditions, one can conclude that to operate the NOLM close to the situation with  $C=1$ , one has to find the exact value of  $\beta$  (rate of decrease of the value of dispersion). However the hyperbolic profile gave the lowest values for the pump power in the maximum transmission peaks. The best performance of the device was obtained for a soliton input profile. For the basic NOLM, constructed with constant dispersion fiber, the soliton pulses also gives, best behavior compared with the quasi-soliton pulses. In the soliton regime, the output pulses in general have a certain broadening effect. For our numerical simulations the average value of the compression factor was quite stable with

reference to the pump power (around 0.6, Figure 4b). For the quasi-soliton regime, strong compression was observed with values around 5 (Figure 3b).

#### 4. Conclusions

In summary numerical simulations of the basic NOLM and the NOLM composed of dispersion decreasing fiber operating in the soliton and quasi soliton regime has been presented. Results showed that the soliton regime present best behavior when compared with the quasi soliton regime. It was observed that the increase of the fiber length of the loop lead to the decrease of the power for the first and second transmission maximum for the soliton and quasi-soliton regime. One conclude that operating the NOLM in the soliton regime, the first, second and third transmission maxim could be obtained with low pump power compared with the quasi-soliton regime. It was observed that in the basic NOLM device, the output pulse duration is very dependent on length of the fiber. In the quasi soliton regime, the transmitted pulse present strong shaping effects (compression). However in the soliton regime, the transmitted pulses present fewer fluctuations in the time duration. In the soliton regime the output pulse duration is more stable with a bigger time duration ( $C=0.6$ ). Our simulations considering four different profiles, linear, hyperbolic, exponential and Gaussian conclude that, in average, the hyperbolic profile gives the lowest pump power for the first, second and third transmission peaks of transmission comparing with the other profiles. The Gaussian profile present the worse behavior. The decrease of the pump power of the hyperbolic profile compared with the other profiles is more pronounced after the second transmission peak. It was also observed that in average all the profiles gives  $C=1$  (no compression) for  $\beta=3$  in the soliton regime. For the quasi-soliton regime, strong compression was observed. Our results suggest that the increase of  $\beta$  (decrease of the final value of dispersion) lead to strong pulse compression of the transmitted pulse. In average this kind of behavior was observed in all the profiles.

#### ACKNOWLEDGMENT

We thank CNPq (Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico) and FINEP (Financiadora de Estudos e Projetos) for the financial support .

#### References

- 1-N.J.Doran, D.Wood, Opt. Lett. 13,56(1988)
- 2-M.E.Fermann, F. Haberl, M. Hofer and H. Hochreiter, Opt. Lett. 15,752,(1990)
- 3-K.J.Blow, N.J.Doran, B.K. Nayar, Opt. Lett. 14,754(1990)
- 4-B.K.Nayar, K.J.Blow, N.J. Doran, Optical Computing and Processing 1,81(1991)
- 5-B.P.Nelson, K.J. Blow, P.D. Constantine, N.J.Doran, J.K.Lucek, I.W. Marshall and K. Smith, Electron. Lett. 27,704(1991)
- 6-K.J.Blow,N.J.Doran, B.J.Nayar, B:P.Nelson, Opt. Lett. 15,248(1990)
- 7-M. Jinno, T. Matsumoto, Opt. Lett. 16,220(1991)
- 8-I. Gabitov, D.D.Holm, B.P.Luce,J.Opt. Soc. Am. B 14,1850(1997)
- 9-M.E.Fermann, F. Haberl, M. Hofer, H. Hochreiter, Opt. Lett. 15,752(1990)
- 10-A.L. Steele, Electron. Lett. 29,1972(1993)
- 11-A.L. Steele, J.P.Hemingway, 123,487(1996)
- 12-M.G. da Silva and A.S.B.Sombra, Optics Comm. 145,281(1998)

## Figure Captions

Figure 1- Schematic of the Non-Linear Optical Loop Mirror (NOLM)

Figure 2-Schematics of the dispersion profiles considered

Figure 3- a) Transmitted power against input power for the standard NOLM, with input pulse of the form  $A\text{sech}(\tau)$ ,  $\alpha=0.6$ , Dotted:  $\xi=\pi/2$ , Dashed:  $\xi=2\pi$ , Solid:  $\xi=4\pi$ .

b) Compression factor (Equation 9) as a function of the pump power, with input pulse of the form  $A\text{sech}(\tau)$ ,  $\alpha=0.6$ , Dotted:  $\xi=\pi/2$ , Dashed:  $\xi=2\pi$ , Solid:  $\xi=4\pi$ .

Figure 4- a) Transmitted power against input power for the standard NOLM, with input pulse of the form  $A\text{sech}(A\tau)$ ,  $\alpha=0.6$ , Dotted:  $\xi=\pi/2$ , Dashed:  $\xi=2\pi$ , Solid:  $\xi=4\pi$ .

b) Compression factor (Equation 9) as a function of the pump power, with input pulse of the form  $A\text{sech}(A\tau)$ ,  $\alpha=0.6$ , Dotted:  $\xi=\pi/2$ , Dashed:  $\xi=2\pi$ , Solid:  $\xi=4\pi$ .

Figure 5-- a) Transmitted power against input power for the NOLM constructed from a DDF with a linear profile, with input pulse of the form  $A\text{sech}(\tau)$ ,  $\alpha=0.5, \beta=3$ , Dotted:  $\xi=\pi/2$ , Dashed:  $\xi=2\pi$ , Solid:  $\xi=4\pi$ .

b) Compression factor (Equation 9) as a function of the pump power, with input pulse of the form  $A\text{sech}(\tau)$ ,  $\alpha=0.5, \beta=3$ , Dotted:  $\xi=\pi/2$ , Dashed:  $\xi=2\pi$ , Solid:  $\xi=4\pi$ .

Figure 6-- a) Transmitted power against input power for the NOLM constructed from a DDF with a linear profile, with input pulse of the form  $A\text{sech}(A\tau)$ ,  $\alpha=0.5, \beta=3$ , Dotted:  $\xi=\pi/2$ , Dashed:  $\xi=2\pi$ , Solid:  $\xi=4\pi$ .

b) Compression factor (Equation 9) as a function of the pump power, with input pulse of the form  $A\text{sech}(A\tau)$ ,  $\alpha=0.5, \beta=3$ , Dotted:  $\xi=\pi/2$ , Dashed:  $\xi=2\pi$ , Solid:  $\xi=4\pi$ .

c) Compression factor (Equation 9) as a function of the pump power, with input pulse of the form  $A\text{sech}(A\tau)$ ,  $\alpha=0.5, \beta=5$ , Dotted:  $\xi=\pi/2$ , Dashed:  $\xi=2\pi$ , Solid:  $\xi=4\pi$ .

d) Compression factor (Equation 9) as a function of the pump power, with input pulse of the form  $A\text{sech}(\tau)$ ,  $\alpha=0.5, \beta=5$ , Dotted:  $\xi=\pi/2$ , Dashed:  $\xi=2\pi$ , Solid:  $\xi=4\pi$ .

Figure 7- a) Transmitted power against input power for the NOLM constructed from a DDF with four different profiles, with input pulse of the form  $A\text{sech}(A\tau)$ ,  $\alpha=0.5, \beta=3$ ,  $\xi=2\pi$ .

b) Compression factor (Equation 9) as a function of the pump power, with input pulse of the form  $A\text{sech}(A\tau)$  for four different profiles,  $\alpha=0.5, \beta=3$ ,  $\xi=2\pi$ .

Figure 8- a) Transmitted power against input power for the NOLM constructed from a DDF with four different profiles, with input pulse of the form  $A\text{sech}(\tau)$ ,  $\alpha=0.5, \beta=3$ ,  $\xi=2\pi$ .

b) Compression factor (Equation 9) as a function of the pump power, with input pulse of the form  $A\text{sech}(\tau)$  for four different profiles,  $\alpha=0.5, \beta=3$ ,  $\xi=2\pi$ .

Figure 9-a) Compression factor (Equation 9) as a function of the pump power, with input pulse of the form  $A\text{sech}(A\tau)$  for four different profiles,  $\alpha=0.5, \beta=5$ ,  $\xi=2\pi$ .

b) ) Compression factor (Equation 9) as a function of the pump power, with input pulse of the form  $A\text{sech}(\tau)$  for four different profiles,  $\alpha=0.5, \beta=5$ ,  $\xi=2\pi$ .

| NOLM |            | $\xi = \pi/2$ |    | $\xi = 2\pi$ |      | $\xi = 5\pi$ |      |
|------|------------|---------------|----|--------------|------|--------------|------|
|      |            | S             | QS | S            | QS   | S            | QS   |
|      | $P_{C1}$   | 5.93          | *  | 2.94         | 3.43 | 1.85         | 1.85 |
|      | $P_{C2}$   | 9.42          | *  | 4.67         | 7.28 | 2.96         | 3.51 |
|      | $P_{C3}$   | *             | *  | 6.00         | *    | 3.81         | 5.19 |
|      | $T_{MAX1}$ | 0.76          | *  | 0.78         | 0.93 | 0.80         | 0.89 |
|      | $T_{MAX2}$ | 0.74          | *  | 0.78         | 0.89 | 0.81         | 0.97 |
|      | $T_{MAX3}$ | *             | *  | 0.84         | *    | 0.85         | 0.91 |

Table1:  $P_{C1}$ ,  $P_{C2}$ ,  $P_{C3}$ -Pump power of the first, second and third maximum transmission (respectively).  $T_{MAX1}$ ,  $T_{MAX2}$ ,  $T_{MAX3}$ —First, second and third maximum of the transmission coefficient.

S (soliton), QS (Quasi soliton) Data from figures 1 and 2

| $\beta=3$   |            | $\xi = \pi/2$ |      | $\xi = 2\pi$ |      | $\xi = 5\pi$ |      |
|-------------|------------|---------------|------|--------------|------|--------------|------|
|             |            | S             | QS   | S            | QS   | S            | QS   |
| Hyperbolic  | $P_{C1}$   | 4.90          | 8.20 | 2.39         | 3.42 | 1.50         | 1.33 |
|             | $P_{C2}$   | 8.96          | *    | 4.58         | 5.24 | 3.27         | 2.32 |
|             | $P_{C3}$   | *             | *    | 7.05         | 6.99 | 4.73         | 3.27 |
|             | $T_{MAX1}$ | 0.36          | 0.46 | 0.32         | 0.58 | 0.27         | 0.31 |
|             | $T_{MAX2}$ | 0.91          | *    | 0.93         | 0.92 | 0.87         | 0.89 |
|             | $T_{MAX3}$ | *             | *    | 0.93         | 0.79 | 0.92         | 0.73 |
| Exponential | $P_{C1}$   | 5.68          | 7.97 | 2.67         | 3.40 | 1.63         | 1.41 |
|             | $P_{C2}$   | 8.33          | *    | 4.75         | 5.34 | 3.13         | 2.32 |
|             | $P_{C3}$   | 9.32          | *    | 7.33         | 7.08 | 4.91         | 3.36 |
|             | $T_{MAX1}$ | 0.49          | 0.53 | 0.43         | 0.60 | 0.36         | 0.33 |
|             | $T_{MAX2}$ | 0.90          | *    | 0.91         | 0.81 | 0.91         | 0.80 |
|             | $T_{MAX3}$ | 0.82          | *    | 0.92         | 0.74 | 0.90         | 0.71 |
| Linear      | $P_{C1}$   | *             | 8.26 | 2.97         | 3.51 | 1.78         | 1.49 |
|             | $P_{C2}$   | 8.69          | *    | 4.98         | 5.61 | 3.28         | 2.35 |
|             | $P_{C3}$   | 9.73          | *    | 7.67         | 7.14 | 5.11         | 3.51 |
|             | $T_{MAX1}$ | *             | 0.52 | 0.50         | 0.60 | 0.40         | 0.30 |
|             | $T_{MAX2}$ | 0.92          | *    | 0.89         | 0.74 | 0.91         | 0.76 |
|             | $T_{MAX3}$ | 0.78          | *    | 0.91         | 0.59 | 0.90         | 0.73 |
| Gaussian    | $P_{C1}$   | *             | 8.07 | *            | 3.50 | 1.97         | 1.59 |
|             | $P_{C2}$   | 8.88          | *    | 5.16         | 5.79 | 3.38         | 2.35 |
|             | $P_{C3}$   | *             | *    | 7.91         | 7.32 | 5.23         | 3.59 |
|             | $T_{MAX1}$ | *             | 0.59 | *            | 0.62 | 0.52         | 0.32 |
|             | $T_{MAX2}$ | 0.93          | *    | 0.85         | 0.70 | 0.91         | 0.72 |
|             | $T_{MAX3}$ | *             | *    | 0.90         | 0.60 | 0.90         | 0.80 |

Table2:  $P_{C1}$ ,  $P_{C2}$ ,  $P_{C3}$ , -Pump power of the first, second and third maximum transmission (respectively).  $T_{MAX1}$ ,  $T_{MAX2}$ ,  $T_{MAX3}$  -First, second and third maximum of the transmission coefficient.

S(soliton),QS(Quasi soliton)

| $\beta=5$   |            | $\xi = \pi/2$ |      | $\xi = 2\pi$ |      | $\xi = 5\pi$ |      |
|-------------|------------|---------------|------|--------------|------|--------------|------|
|             |            | S             | QS   | S            | QS   | S            | QS   |
| Hyperbolic  | $P_{C1}$   | 4.20          | 6.90 | 2.25         | 2.72 | 1.53         | 1.16 |
|             | $P_{C2}$   | 6.65          | *    | 3.37         | 4.18 | 2.15         | 1.82 |
|             | $P_{C3}$   | 8.27          | *    | 4.19         | 5.09 | 2.62         | 2.46 |
|             | $T_{MAX1}$ | 0.33          | 0.62 | 0.33         | 0.53 | 0.34         | 0.38 |
|             | $T_{MAX2}$ | 0.37          | *    | 0.43         | 0.73 | 0.53         | 0.61 |
|             | $T_{MAX3}$ | 0.35          | *    | 0.44         | 0.71 | 0.61         | 0.86 |
| Exponential | $P_{C1}$   | 4.70          | 6.75 | 2.39         | 2.67 | 1.68         | 1.87 |
|             | $P_{C2}$   | 7.30          | *    | 3.73         | 4.33 | 2.43         | 2.53 |
|             | $P_{C3}$   | 9.10          | *    | 4.60         | 5.26 | 2.97         | 3.10 |
|             | $T_{MAX1}$ | 0.45          | 0.69 | 0.42         | 0.62 | 0.39         | 0.60 |
|             | $T_{MAX2}$ | 0.38          | *    | 0.34         | 0.63 | 0.42         | 0.67 |
|             | $T_{MAX3}$ | 0.41          | *    | 0.31         | 0.67 | 0.42         | 0.78 |
| Linear      | $P_{C1}$   | 5.50          | 6.96 | 2.73         | 2.93 | 2.07         | 1.96 |
|             | $P_{C2}$   | 8.31          | *    | 4.21         | 4.89 | 2.76         | 2.75 |
|             | $P_{C3}$   | *             | *    | 5.14         | 5.92 | 3.32         | 3.33 |
|             | $T_{MAX1}$ | 0.53          | 0.68 | 0.48         | 0.62 | 0.40         | 0.65 |
|             | $T_{MAX2}$ | 0.39          | *    | 0.33         | 0.61 | 0.40         | 0.57 |
|             | $T_{MAX3}$ | *             | *    | 0.30         | 0.62 | 0.38         | 0.60 |
| Gaussian    | $P_{C1}$   | 6.04          | 6.78 | 2.93         | 2.90 | 1.85         | 1.99 |
|             | $P_{C2}$   | 8.54          | *    | 4.27         | 4.88 | 2.83         | 2.79 |
|             | $P_{C3}$   | *             | *    | 5.25         | 5.96 | 3.41         | 3.38 |
|             | $T_{MAX1}$ | 0.64          | 0.72 | 0.58         | 0.64 | 0.52         | 0.65 |
|             | $T_{MAX2}$ | 0.56          | *    | 0.39         | 0.59 | 0.34         | 0.56 |
|             | $T_{MAX3}$ | *             | *    | 0.33         | 0.63 | 0.32         | 0.59 |

Table3:  $P_{C1}$ ,  $P_{C2}$ ,  $P_{C3}$  -Pump power of the first, second and third maximum transmission (respectively).  $T_{MAX1}$ ,  $T_{MAX2}$ ,  $T_{MAX3}$  -First, second and third maximum of the transmission coefficient.

S(soliton),QS(Quasi-soliton)

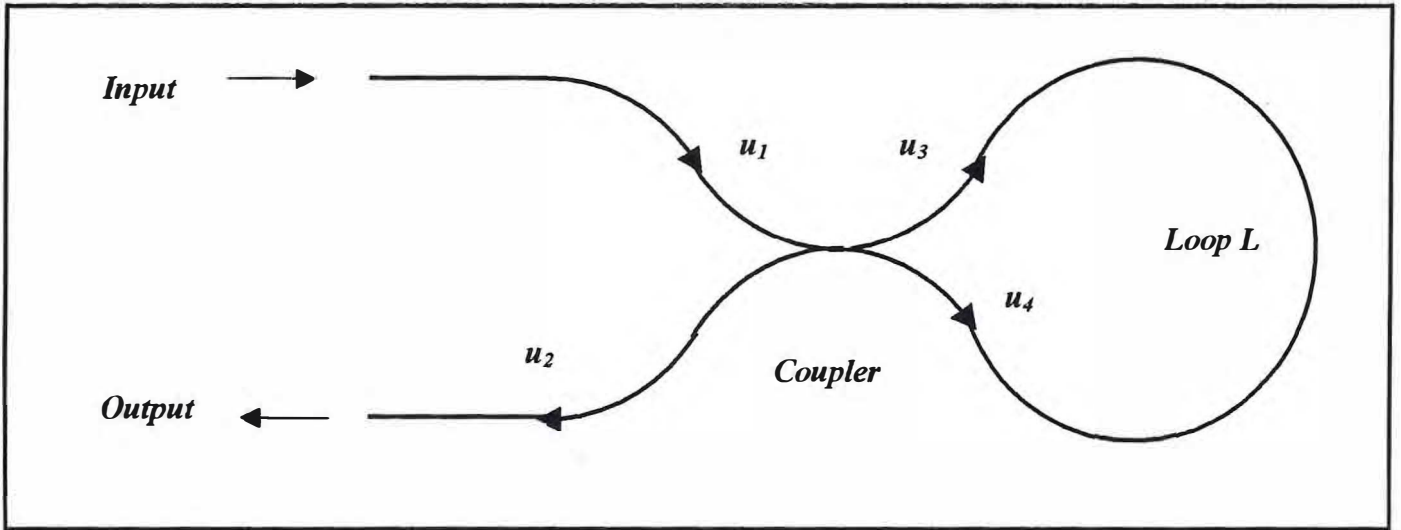


Fig. 1 - Schematic of the Nonlinear loop mirror (NOLM).

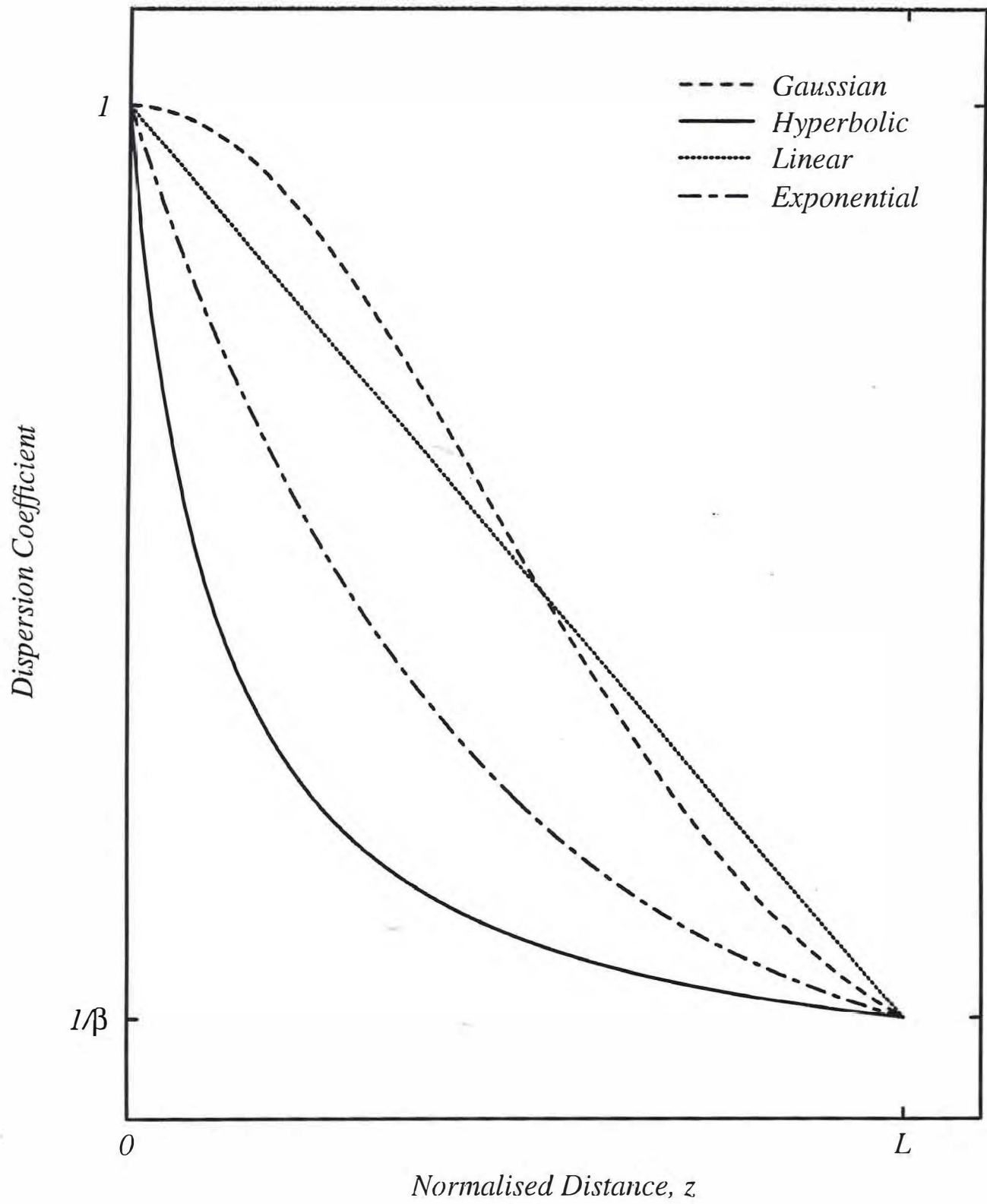


FIG 2

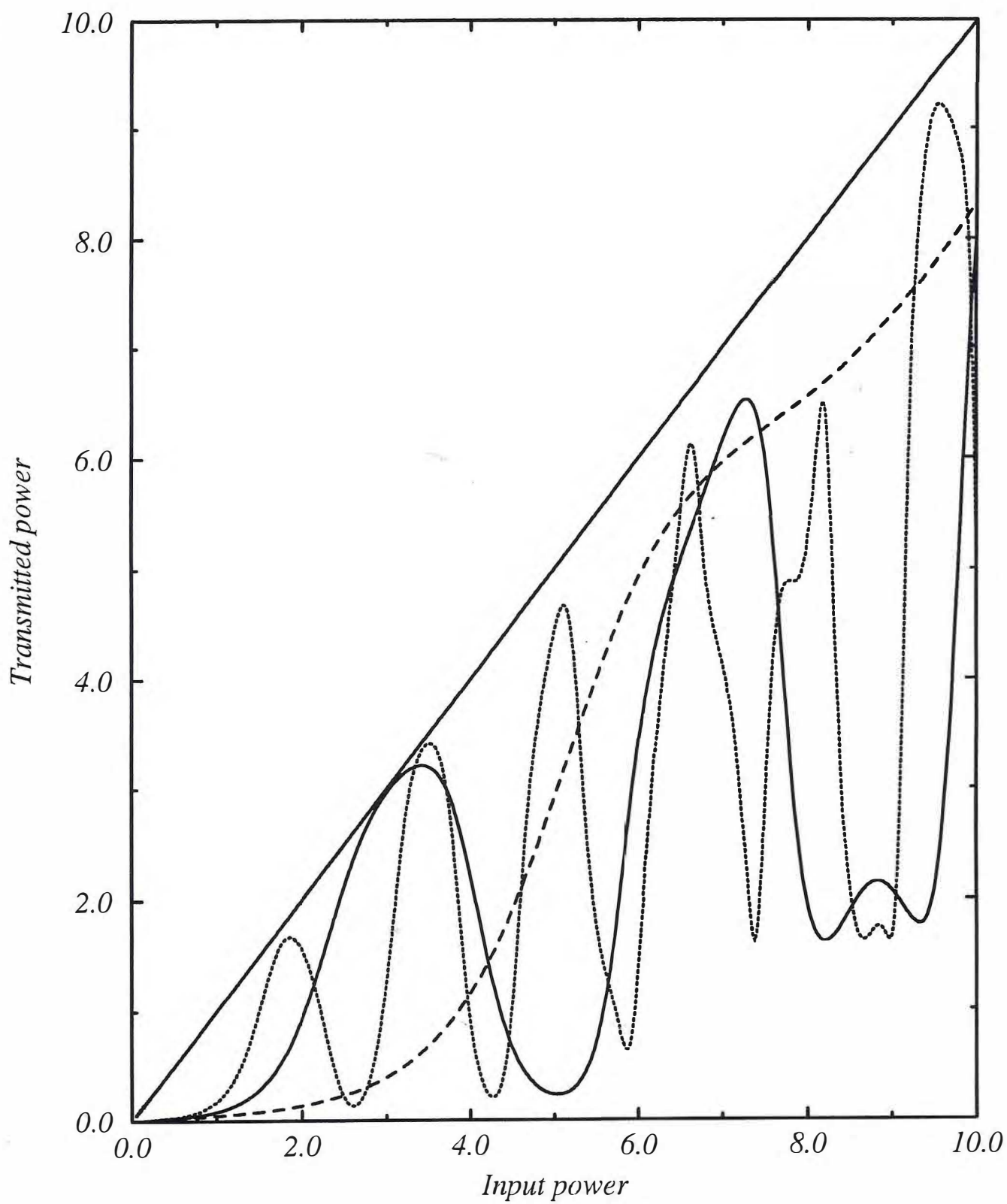


FIG (3a)

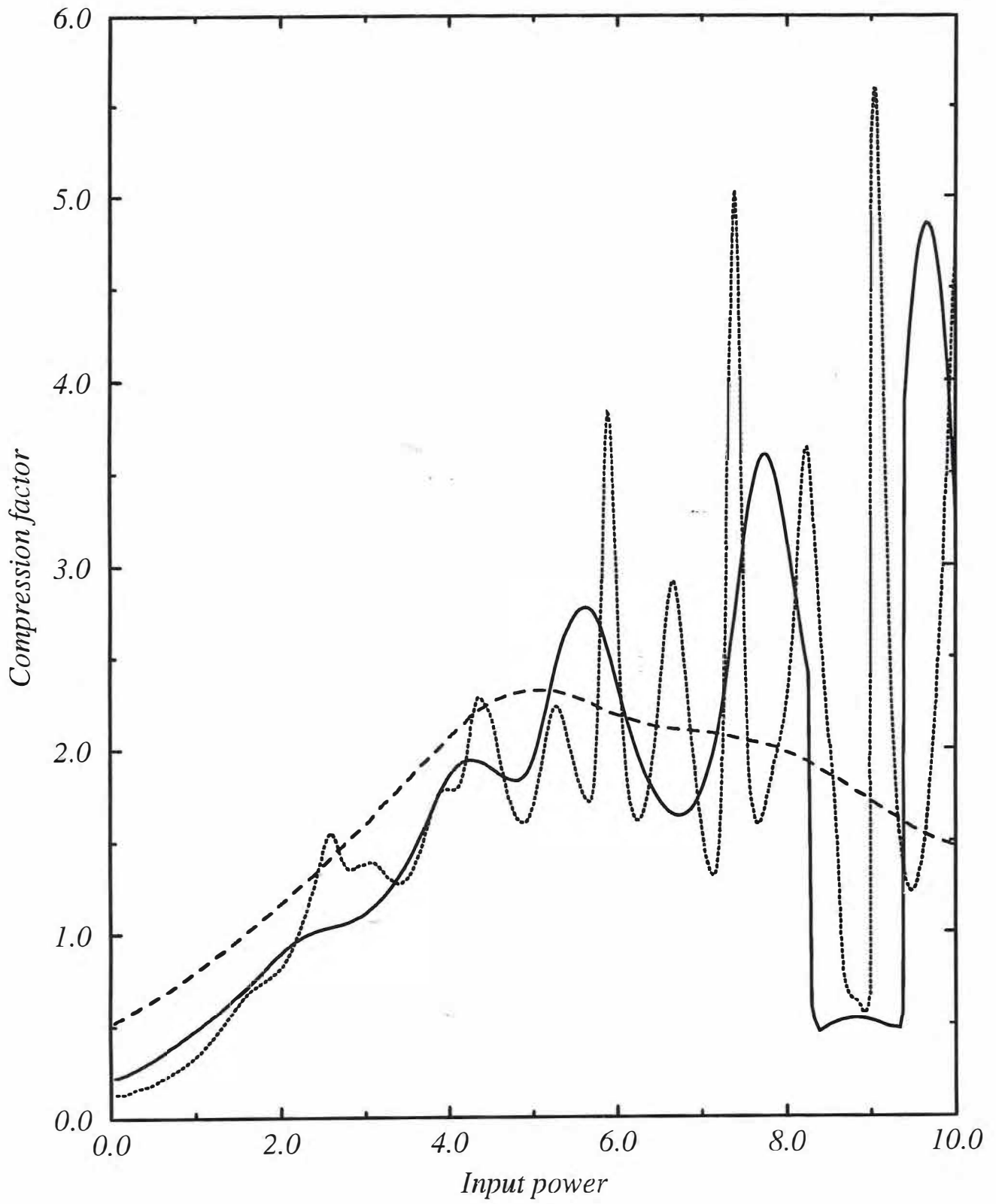


FIG (3b)

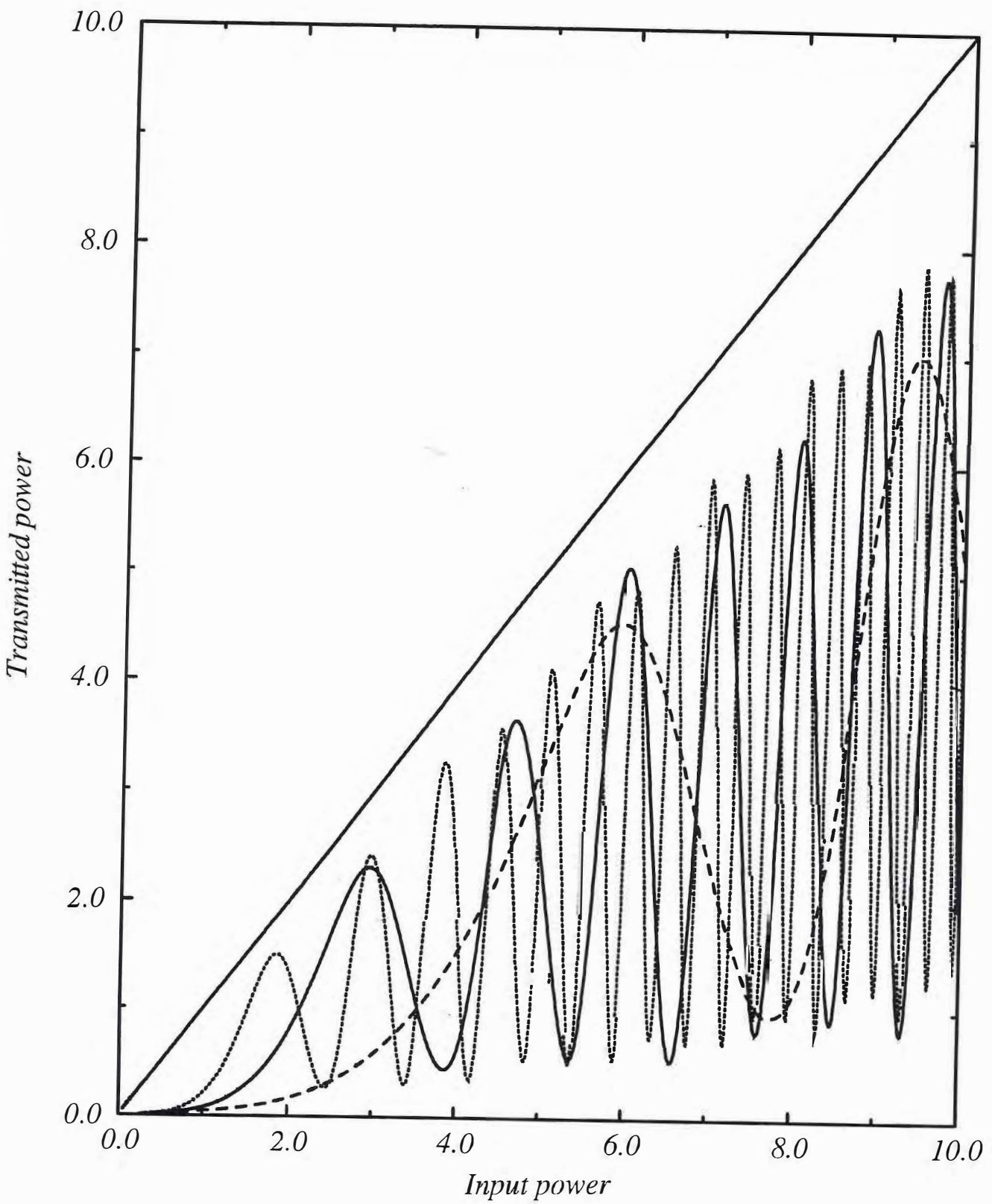
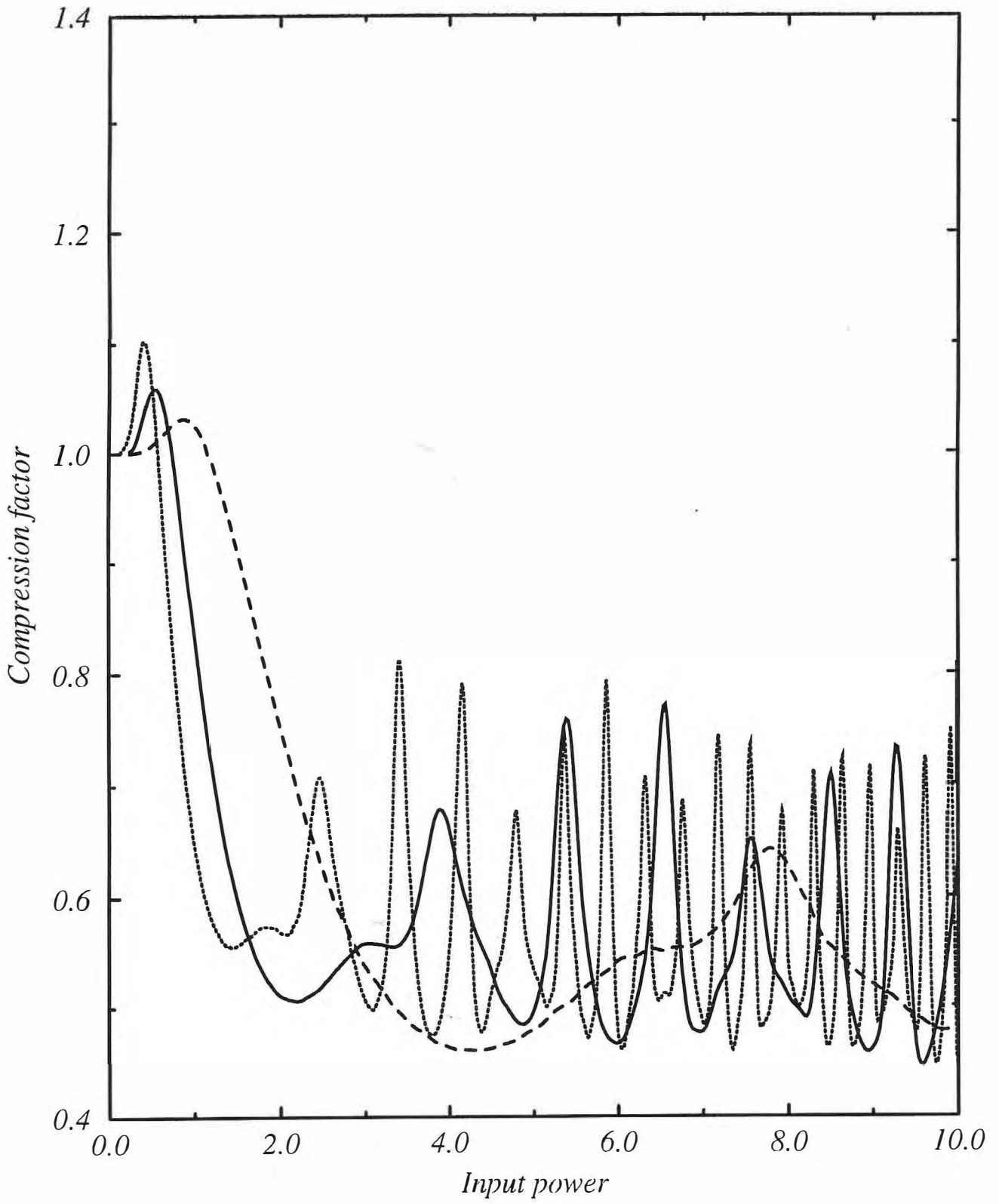


FIG (4a)



FIG(4b)

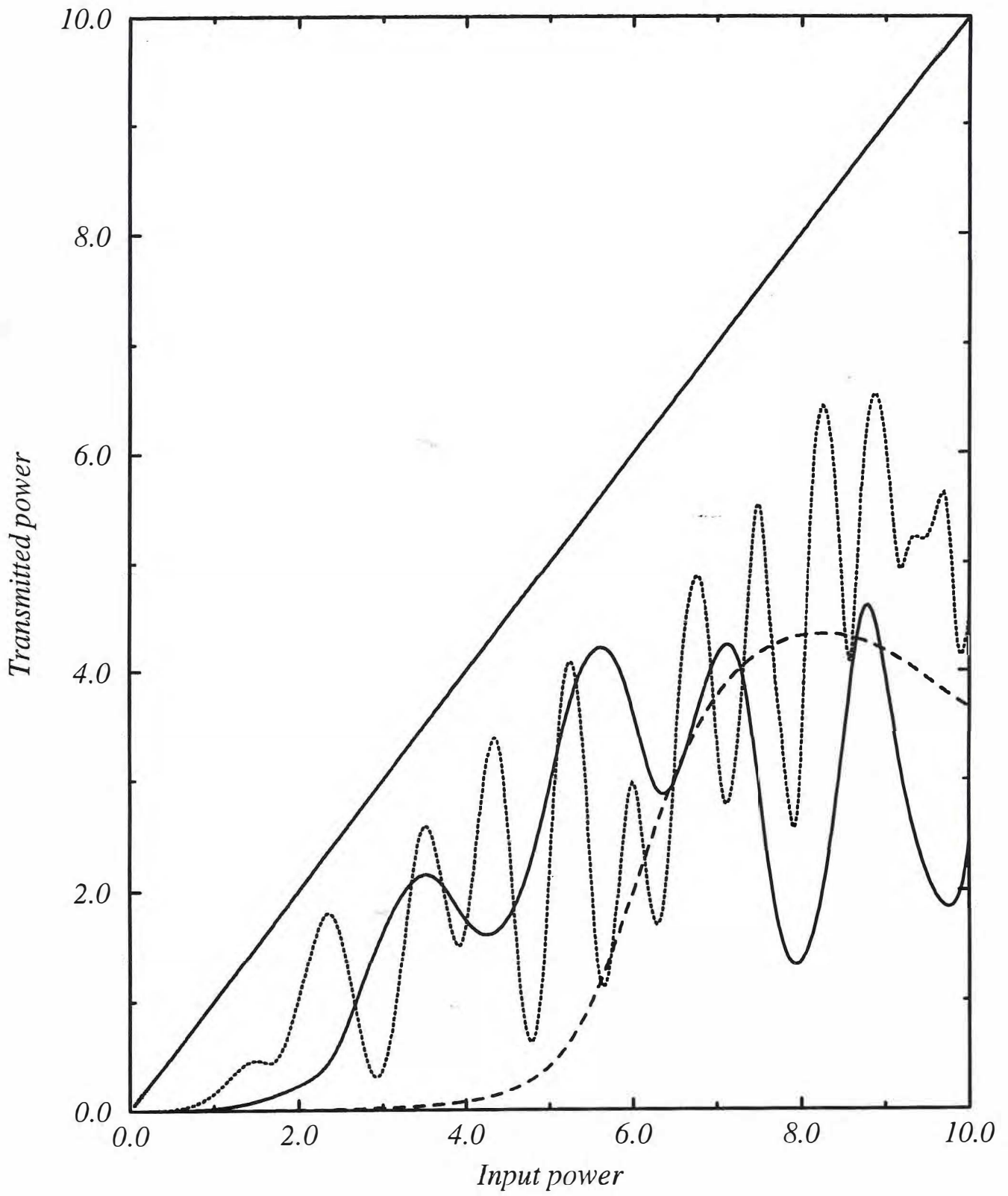


FIG (5a)

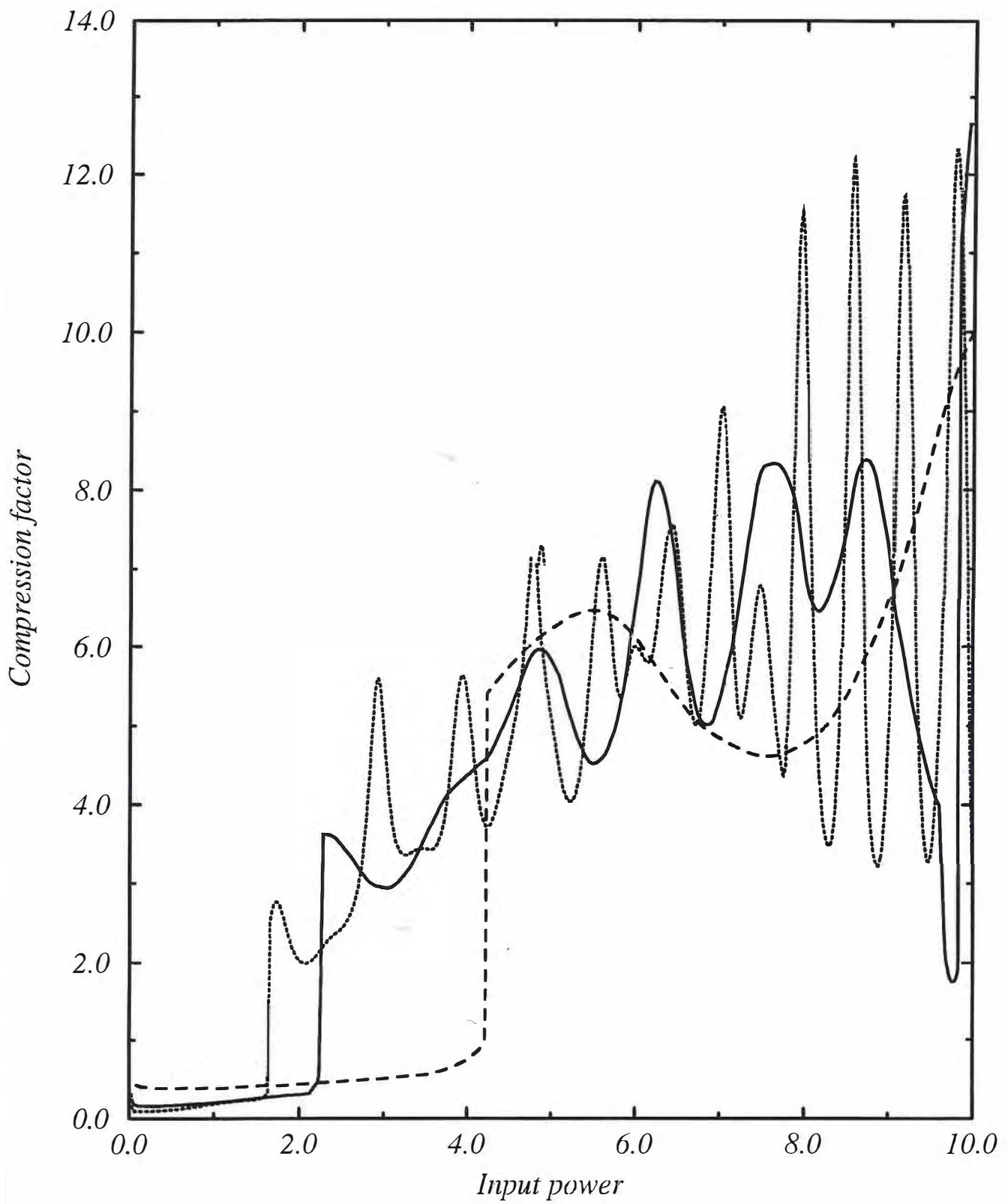
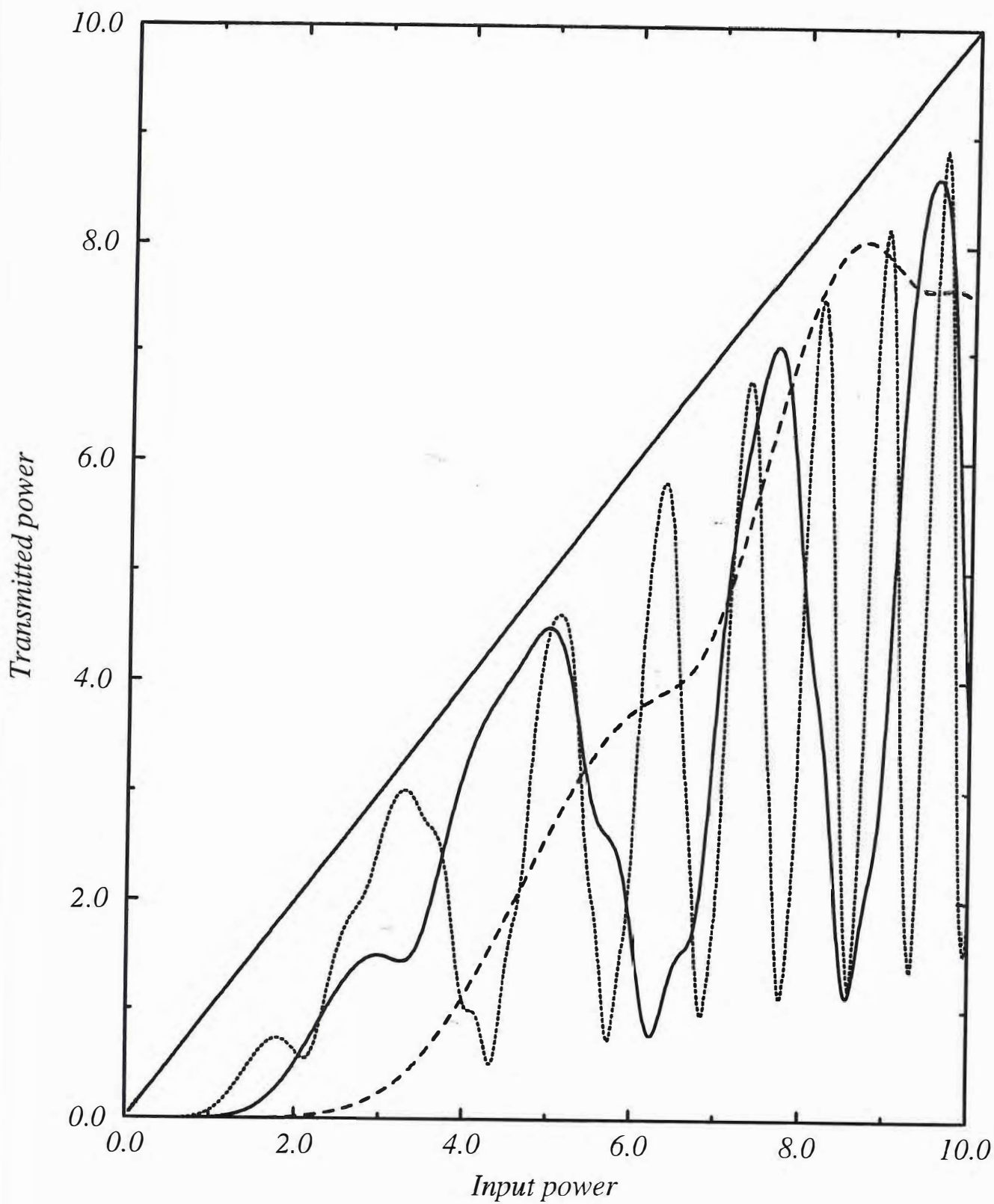


FIG (5b)



FIG(6a)

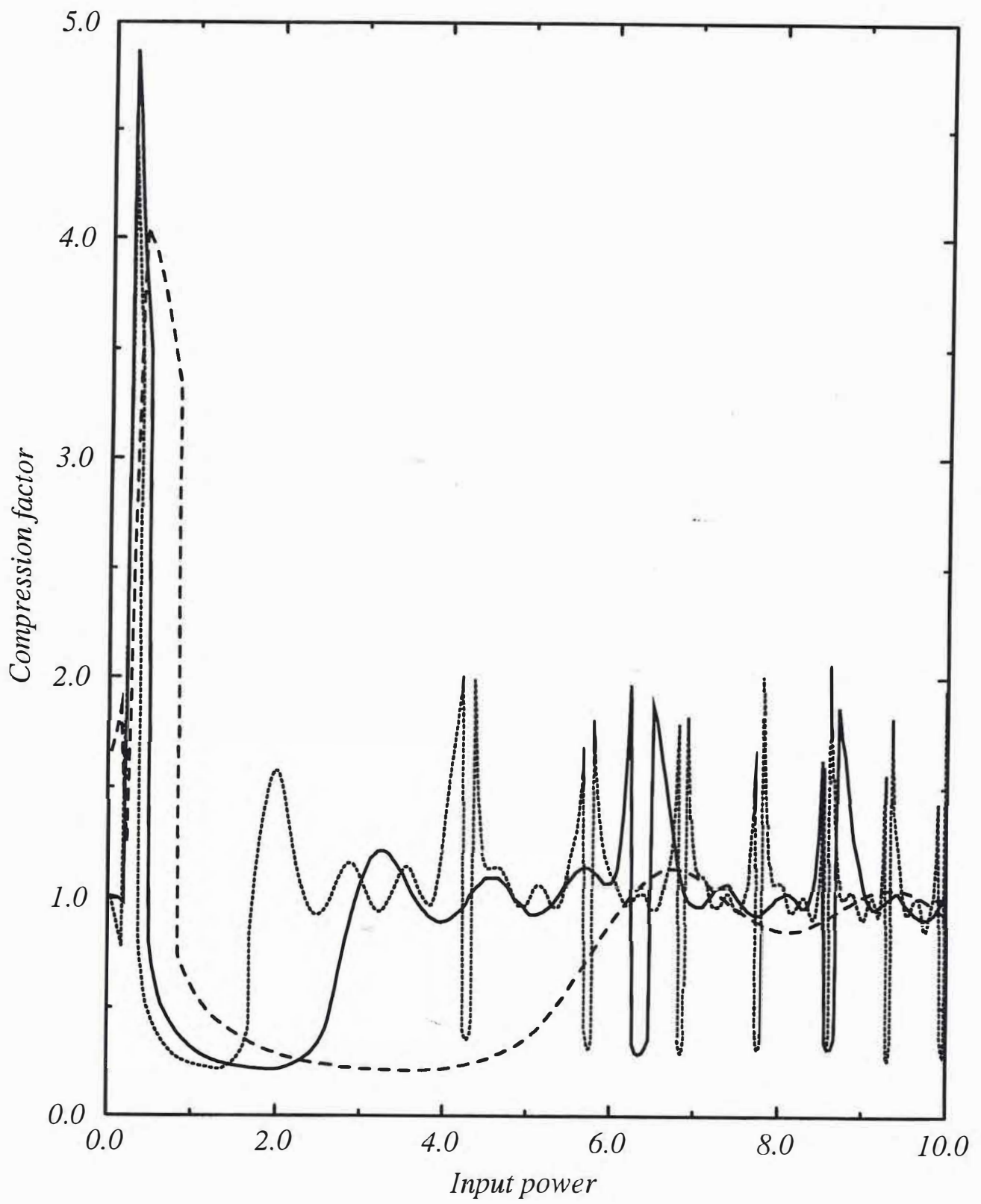
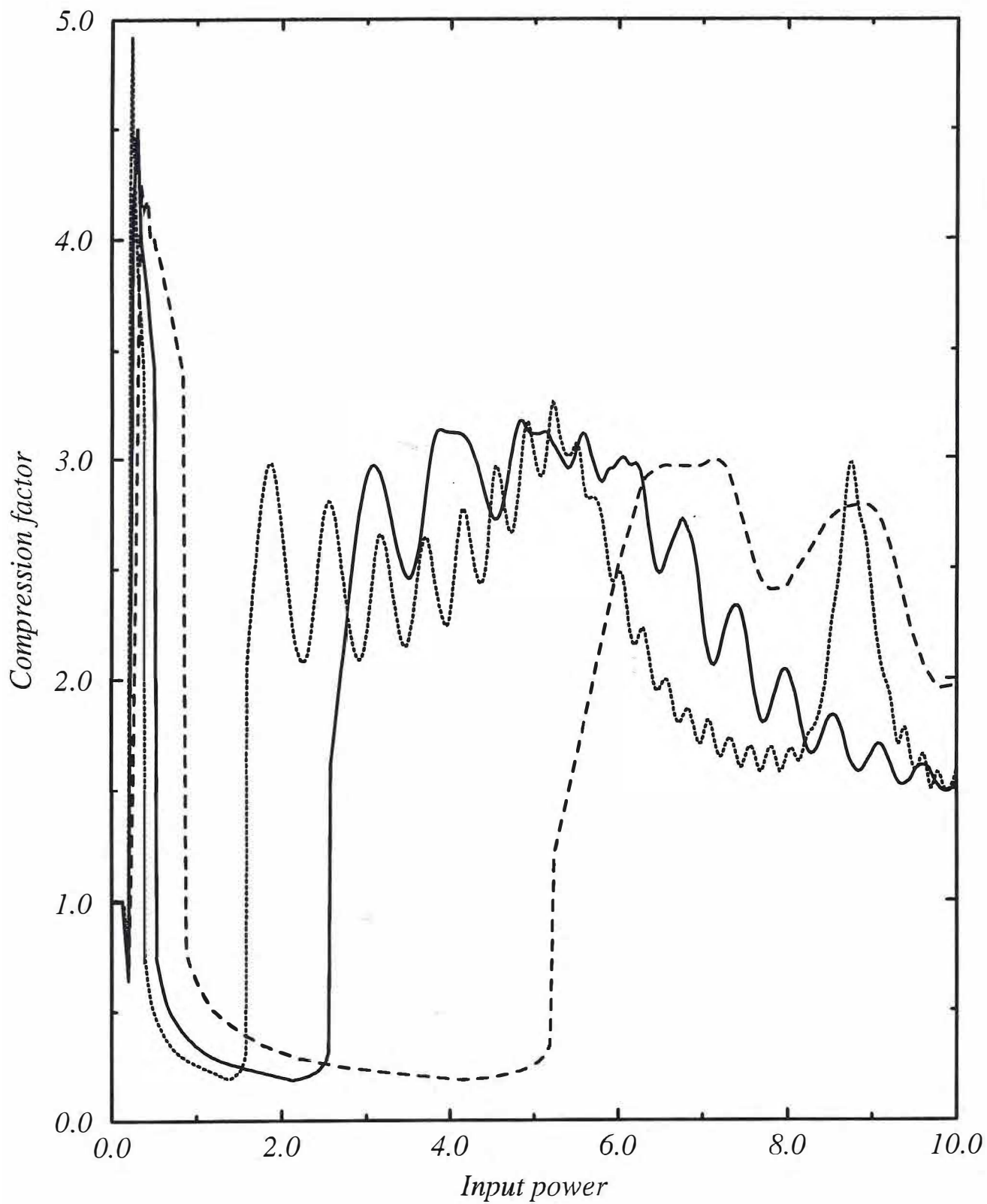


FIG (6b)



FIG(6c)

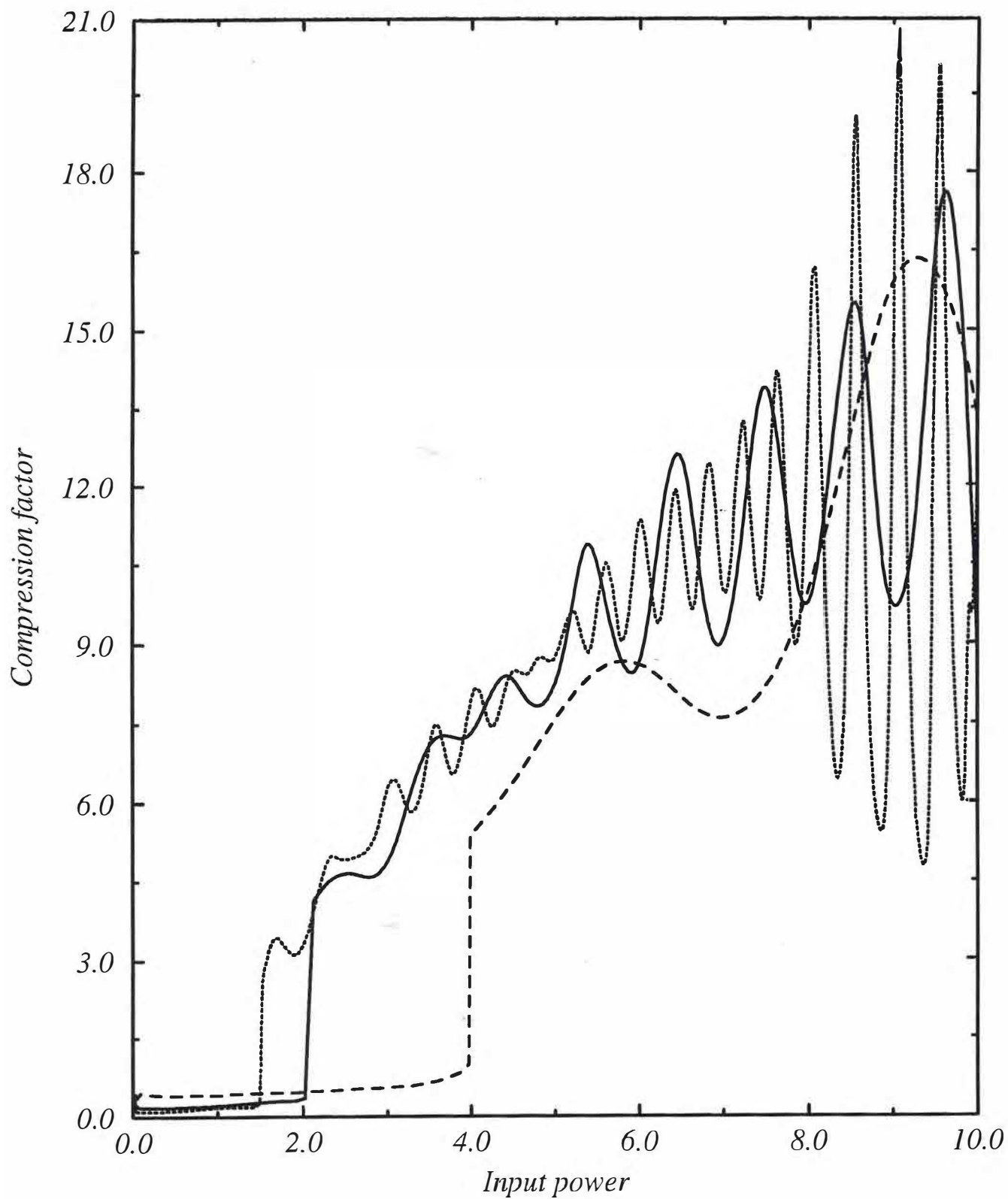


FIG (6d)

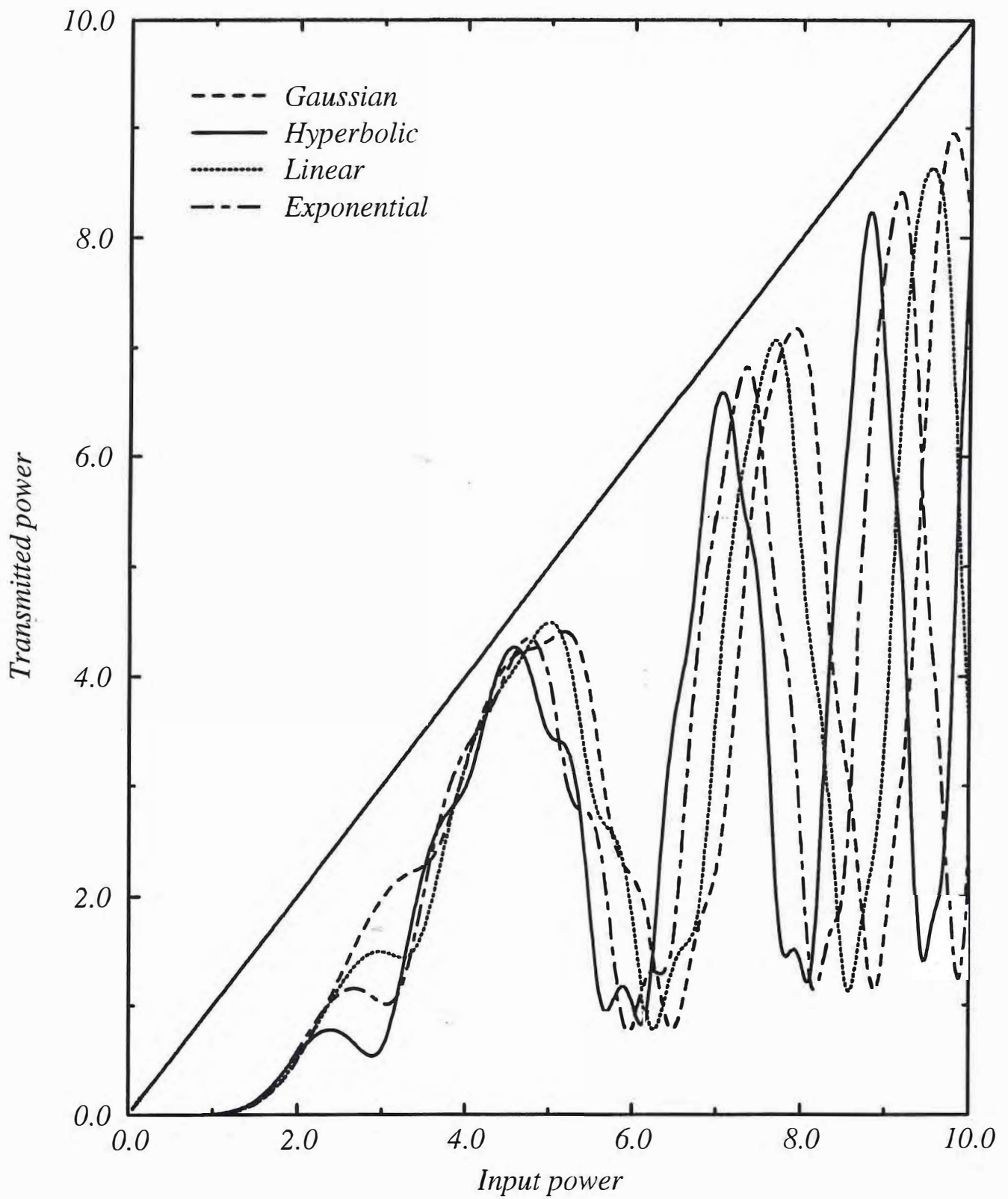


FIG (7a)

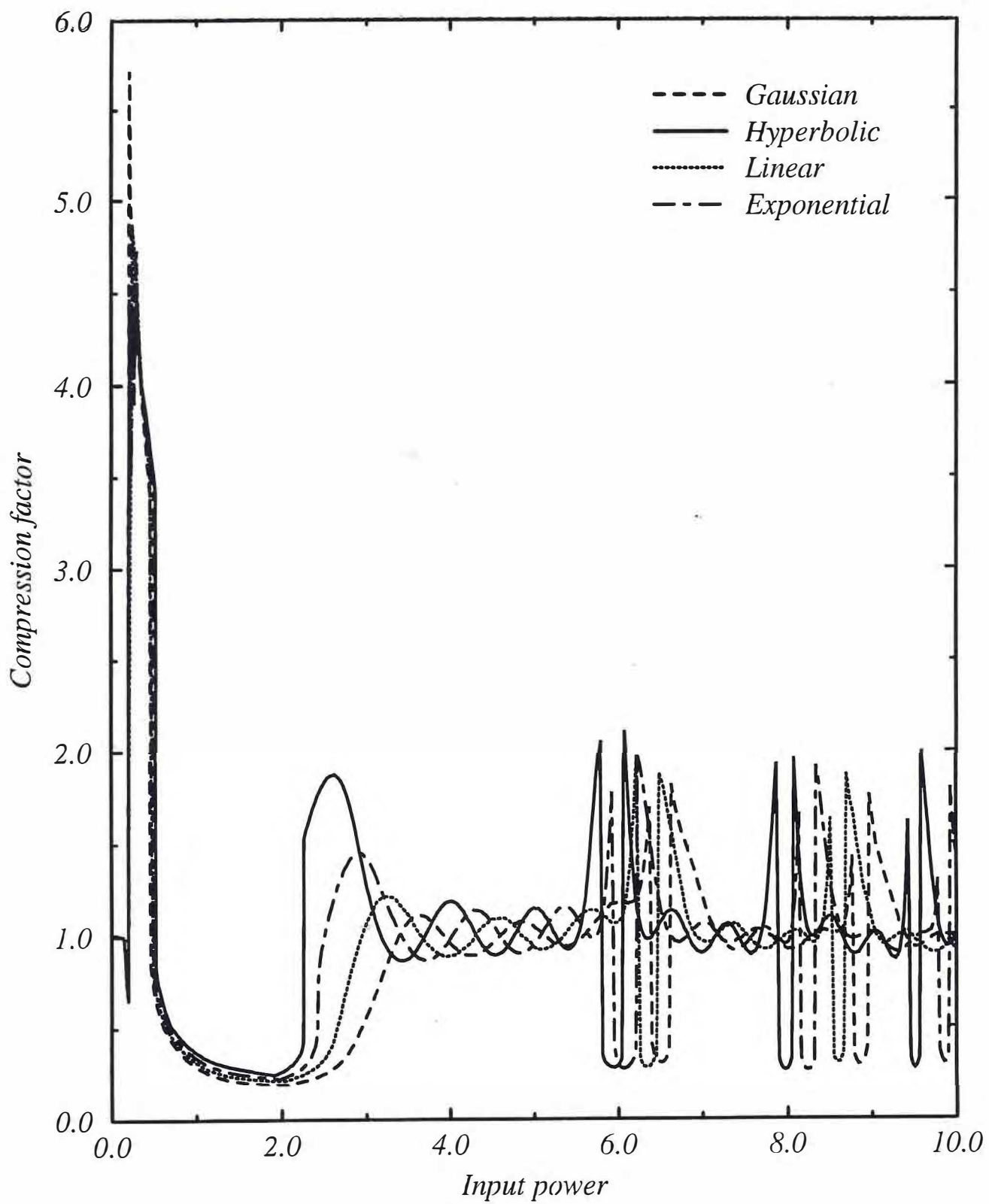


FIG (76)

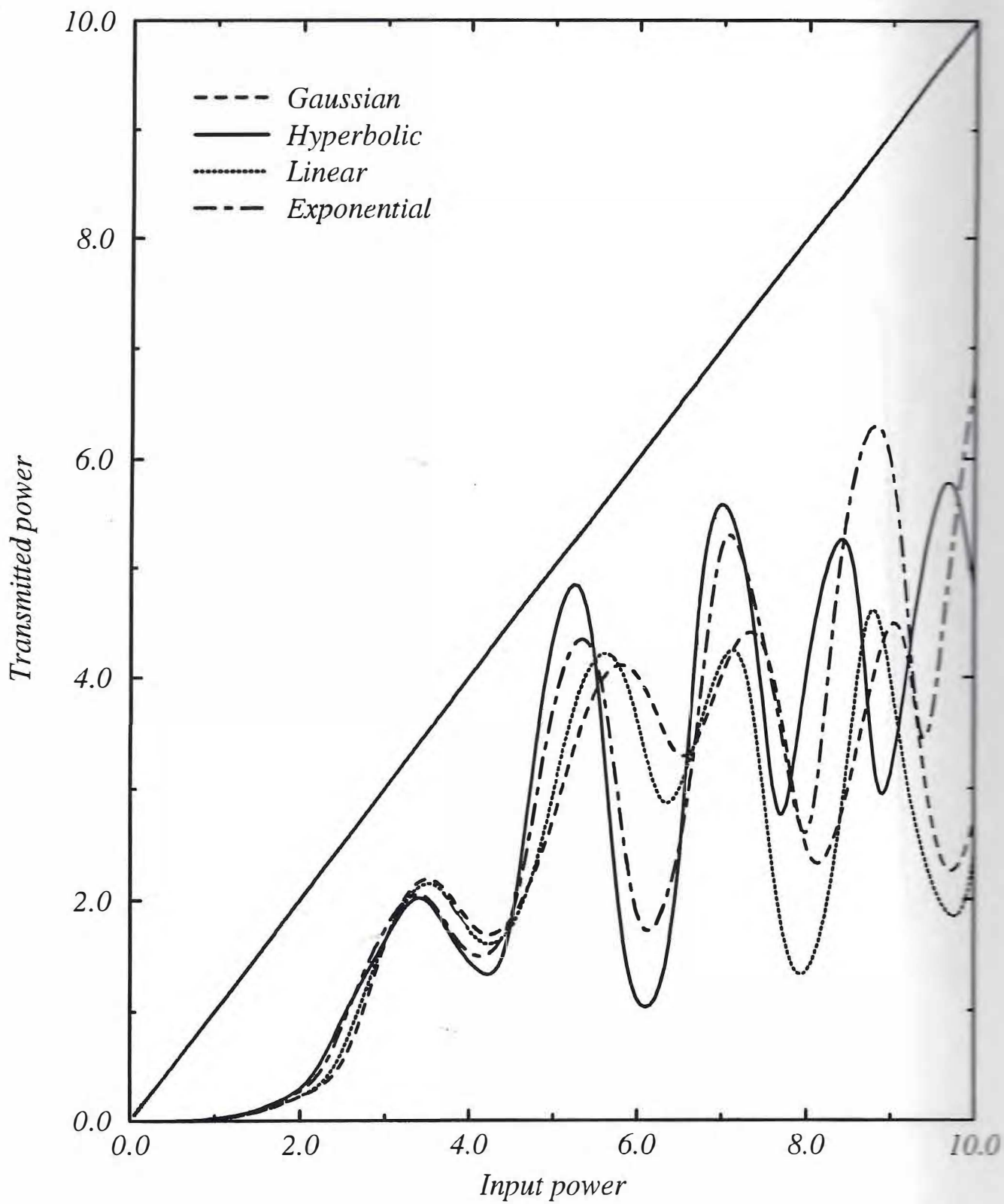


FIG (8a)

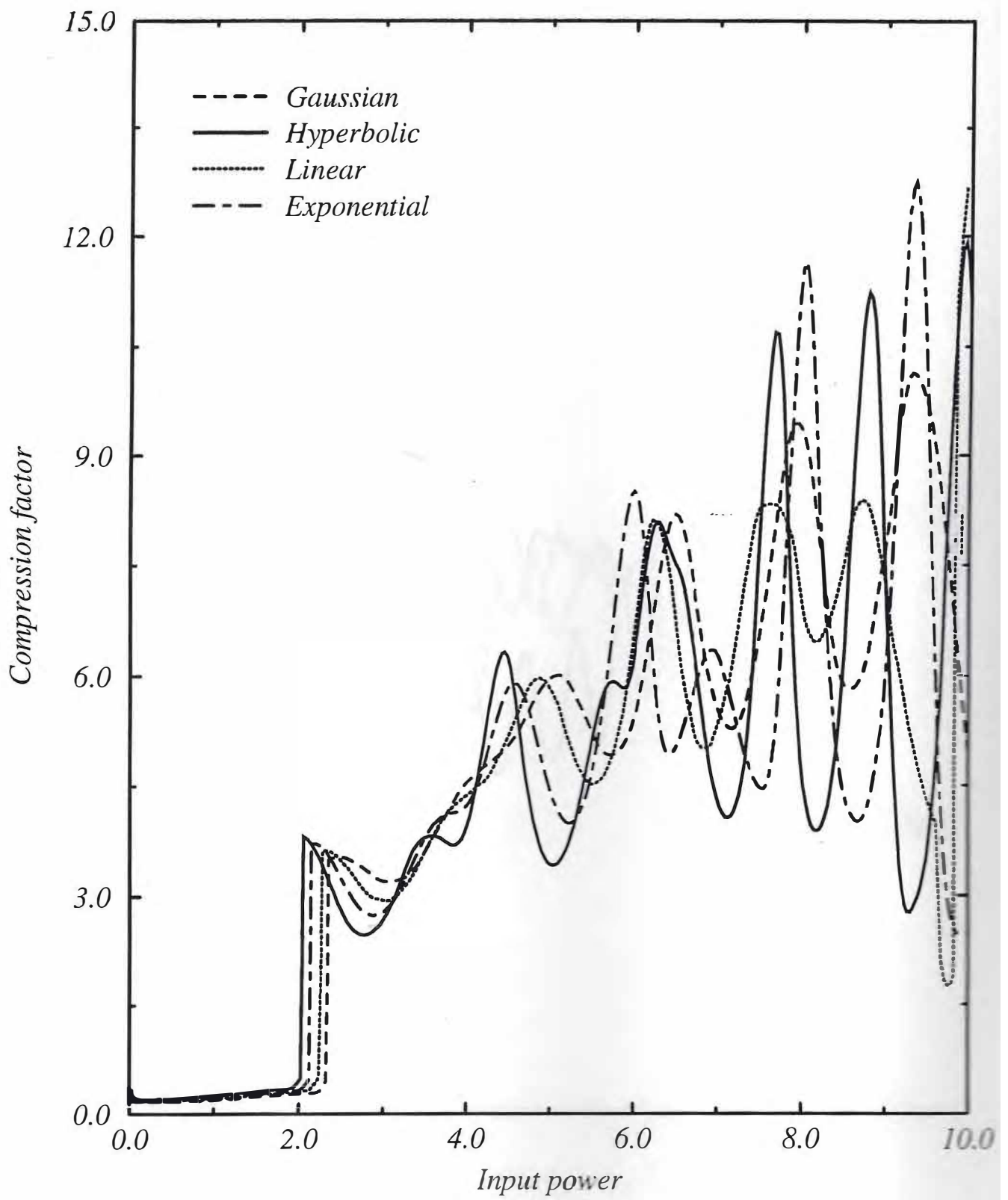


FIG (8b)

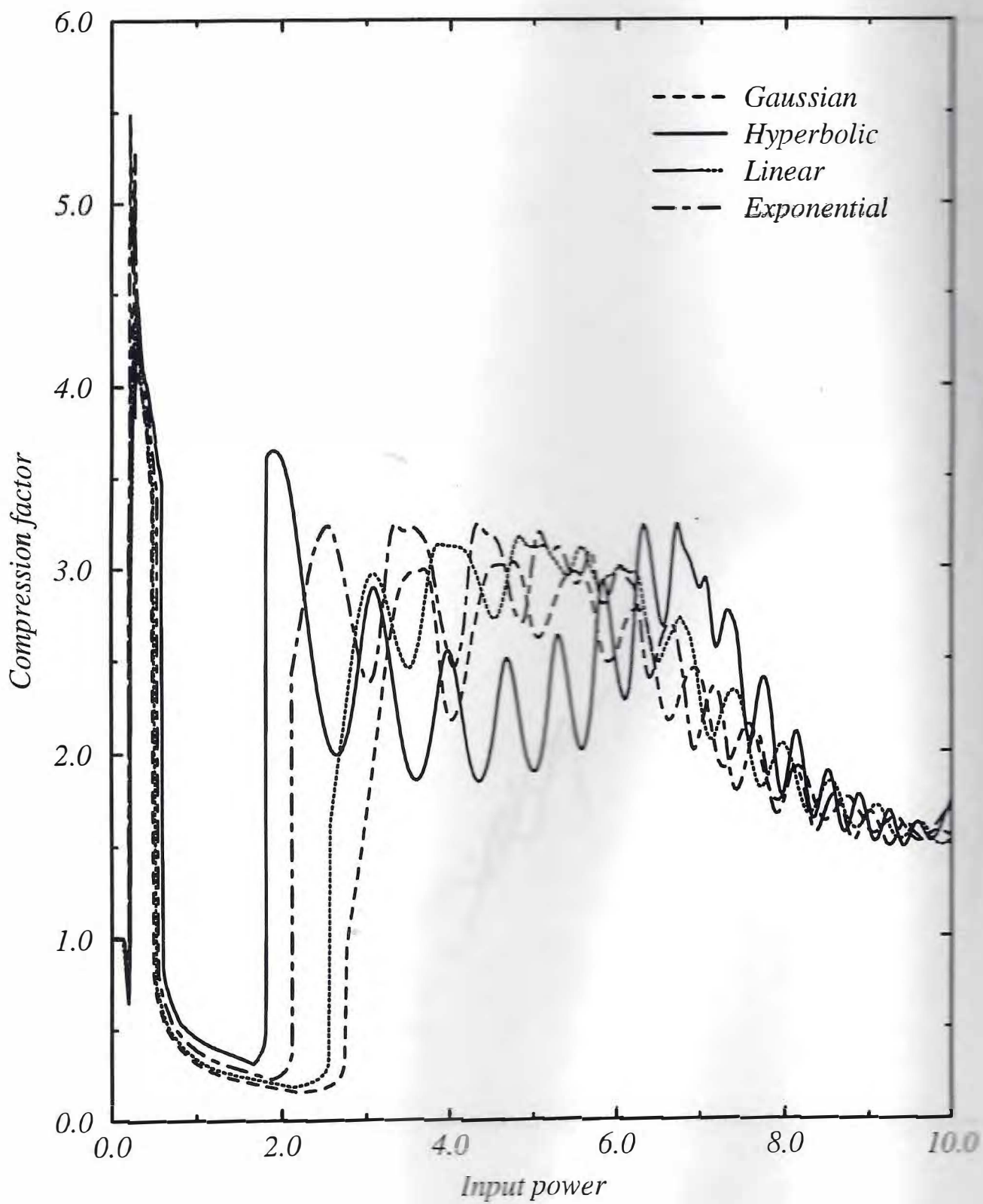


FIG (9a)

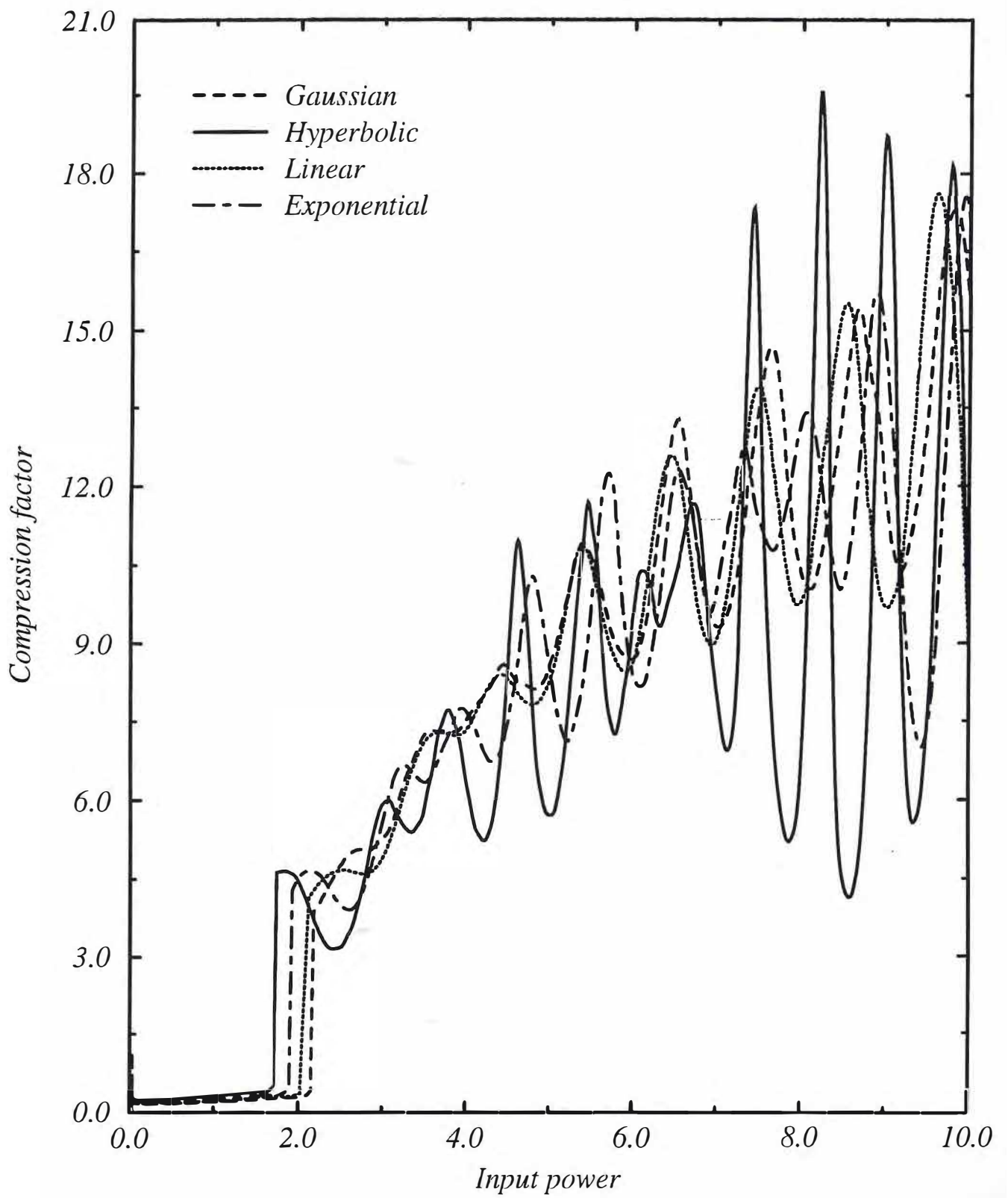


FIG (96)