

**FORMAÇÃO E CARACTERIZAÇÃO
PULSOS ULTRA-CURTOS.
CONSISTENTE EM SISTEMAS SIMPLES.**

Antoine Monmayrant

Para citar esta versão:

Antoine Monmayrant. FORMAÇÃO E CARACTERIZAÇÃO DE PULSOS DE ULTRACOURTES.CONTROLE DE SISTEMAS SIMPLES CONSISTENTES. Física Atômica [física.atom-ph]. Universidade Paul Sabatier - Toulouse III, 2005. Francês. tel-00289515

Id HAL: tel-00289515

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00289515>

Enviado em 20 de junho de 2008

HAL é um acesso aberto multidisciplinar arquivo para o depósito e disseminação de ciência documentos científicos de pesquisa, sejam eles publicados ou não. Os documentos podem vir de instituições de ensino e pesquisa na França ou no exterior, ou em centros de pesquisa públicos ou privados.

O arquivo aberto multidisciplinar **HAL** é destinado ao arquivamento e distribuição de documentos cientistas em nível de pesquisa, publicados ou não, de instituições educacionais e Pesquisa francesa ou estrangeira, laboratórios público ou privado.

Página 2

TESE
apresentado para obter
o grau de DOUTOR DE CIÊNCIAS
especialidade
Física Atômica e Molecular
de
Antoine Monmayrant

FORMAÇÃO E CARACTERIZAÇÃO
PULSOS ULTRA-CURTOS.
CONTROLE CONSISTENTE DE SISTEMAS SIMPLES.

Defesa marcada para 27 de junho de 2005 perante a banca examinadora:

Senhor. Manual	JOFFRE	Repórter
Senhor. Jeans	OBERLE	Repórter
Dona beatriz	CHATEL	Diretor de tese
Senhor. Jean-Michel GÉRARD		
Senhor. Bertrand	GIRARD	Hóspede
Senhor. Daniel	KAPLAN	

Senhor. Xavier CASADO Hóspede
Senhor. Christoph MEIER

eu

OBRIGADO

Desejo aqui saudar e agradecer a todos aqueles que me ajudaram a chegar ao fim desta aventura. Infelizmente, como foram muitos os que me acompanharam nesta viagem e como esses agradecimentos não podem ocupar decentemente 1000 páginas, eu sei com antecedência que irei omitir aqui alguns deles. Digamos que vou tentar fazer o meu melhor para agradecer ao maior número de pessoas possível. Não procure a menor lógica aqui na ordem de aparecimento dos sortudos nomeados. Esta é certamente a única parte de esta tese onde posso me permitir encadear ideias à medida que surgem, sem me preocupar com a lógica, então aproveito ...

Obrigado, em primeiro lugar, a todos aqueles que esqueço aqui. Espero que este lugar de destaque na re-obrigada, embora bastante impessoal, poderá me fazer perdoar ...

Obrigado Jerome (sim, é ele, não ele não mudou) por ser o mentor da pequena escarmente aberta iniciando sua vida como aluno de doutorado e instrutor. Sem seu humor meio sudoeste / meio Carambar, a sala de manipulação e as salas práticas de trabalho teriam sido muito mais escuras. Um grande obrigado à minha família pelo apoio durante esta tese, bem como ao longo dos anos estudo (às vezes difícil) que o precedeu.

Obrigado Valérie pela sua disponibilidade constante. Sua generosidade e calma diante das perguntas a repetição de bestas me ajudou a domar algumas criaturas usadas durante minha tese (Estou pensando em particular no LabView ...). Obrigado também por sua franqueza e suas gargalhadas ... Obrigado Sebas, por suas listras, suas Doc Martens verdes e por me deixar alguns Rales de milho e algumas funções erf para que eu possa me divertir um pouco durante este tese (largue esse sapo imediatamente!).

Graças a Michel, Malika, Arnaud (sem elec., Mas ideias), Renaud, Eric e todos aqueles com quem tive a oportunidade de lecionar na UPS ... A tutoria foi realmente uma experiência emocionante e uma boa maneira de tirar o nariz do guidão de vez em quando.

Obrigado aos leitores por não emprestarem tensão aos eventuais hóspedes das hortênsias! Obrigado a Albert Stolow, bem como a todo o Ottawa Dream Team (Ben, Rune, Athony -Lee-, Marc, Jérôme, ...) pela recepção calorosa. Minha estadia no Canadá foi um

verdadeiro prazer graças a eles. Obrigado também por me apresentar a Poutine, a dieta de acordo com o Lenhadores de Québec.

Obrigado Jean-Christophe por ter me acompanhado nesta viagem de três anos: mesmo que linha, você também pode ser vários. Boa sorte para o resto, o tofu e o saquê ...

Obrigado a mim por me sustentar, apesar do meu temperamento ruim. Muitas vezes pensei que estava rachando (e croc!). Mas como os outros fizeram isso?

Obrigado também a todas as aves de passagem: Barbara, Jean-Baptiste, Marie-Emilie, Giorgio, Peter, Julien, ...

Obrigada Beatrice por orientar esta tese com punho de ferro ... não, estou brincando! obrigado por seu entusiasmo comunicativo, seu bom humor e sua paciência. Obrigado pela sua calma durante meus acessos de raiva ou pânico, sua confiança em meus momentos de dúvida ...

Página 5

ii

foi um prazer trabalhar com você.

Obrigado a todos os técnicos (Daniel, Philippe, Michel, Laurent, William) por seus ajuda sem a qual nenhum trabalho experimental poderia ser feito. Um obrigado muito especial link para a mecânica por sua contribuição inestimável durante o design do modelador para alta resolução.

Obrigado também a Gérard por seus preciosos conselhos sobre a vivisseção das etapas da tradução e ao Gilles pelo aprimoramento da eletrônica de aquisição.

Obrigado Bertrand por ser capaz de dar um passo para trás quando estávamos todos apoiados no experimento. rience, o nariz no guiador, para não ver mais longe do que o fim da nossa linha 4f: "Nós já não consigo fazer com um impulso, por que você quer que a gente coloque dois? Conseguimos se você insiste, mas enfim não vai funcionar ... "Obrigado pela disponibilidade e Seu conselho.

Obrigado a Aziz por compartilhar sua gaiola com outra fera. Obrigado por seu conselho, seu sif-flotements, "Las ketchup song" e obrigado especialmente por fechar a porta ... ;-)

Um grande obrigado aos membros do júri fora do laboratório: Manuel Joffre, Jean Oberlé, Jean-Michel Gérard, Daniel Kaplan e Xavier Marie por seus comentários construtivos a respeito do meu manuscrito. Obrigado também pela boa vontade, flexibilidade e bom senso. improvisação sem a qual minha defesa não teria sido possível.

Obrigado Wendel por disponibilizar seus programas de controle de shaper para mim, além de assistência técnica sempre disponível. Foi uma inspiração muito importante para escrever meus programas.

Obrigado a Gregor Strobawa por seus valiosos conselhos sobre calibração de cristal líquido.

Obrigado a Agnès e Marie-France pela ajuda que trouxeram aos desajustados do paperasse administrativo que eu sou ...

Graças às formigas da improvisação, logística e catering para todos os trabalho prestado no dia da defesa.

Agradecimentos a Daniel, Thomas, Richard e outros membros da empresa Fastlite por sua calorosa colaboração.

Obrigado Chris por suas respostas pacientes durante minhas muitas incursões expressas em seu covil do pacote de ondas e do pato de plástico ...

Obrigado Arnaud (não aquele, o outro) por ter vindo engrossar as fileiras de Arnaud da LCAR.

Seu bom humor e suas declarações implacáveis foram muito agradáveis no final de esta tese.

Obrigado ao acaso, e aos vários professores de mecânica quântica, por dis-foto dos meus primeiros amores, revelando os encantos da terra dos semi-mortos / semi-vivas, partículas que estariam realmente vivas se não estivessem também vivas ondas, ...

Obrigado Gribouille pelo seu apoio diário ...

Enfim, obrigado, obrigado, obrigado ...

Conteúdo

INTRODUÇÃO	1
I Configuração experimental	5
I.1 Apresentação geral.	5
I.2 Oscilador.	5
I.3 Amplificador regenerativo.	6
I.4 NOPA.	7
I.5 Dispositivos de caracterização.	10
I.5.1 Autocorrelação - Correlação.	10
I.5.2 Correlação cruzada espectralmente resolvida: XFROG.	12
I.5.3 SPIDER.	13
II formador de cristal líquido	15
II.1 Formatação: estado da arte.	15
II.2 Escolha da linha 4f.	18
II.2.1 Geometrias não retidas.	19
II.2.2 Geometria retida: geometria X.	22
II.2.3 Evoluções possíveis.	23

II.3 Escolha da máscara.	24
II.3.1 Máscaras possíveis.	24
II.3.2 Máscara dupla de cristal líquido.	26
II.4 Dimensionamento.	27
II.4.1 Parâmetros relevantes.	27
II.4.2 Aplicação especial.	29
II.5 Construção e alinhamento da linha.	30
II.5.1 Telescópio cilíndrico.	31
II.5.2 Rede de entrada.	32
II.5.3 Rede de saída.	33
II.5.4 Espelhos retráteis.	33
II.6 Posicionamento da máscara e polarizadores.	34
II.7 Calibração de deslocamento de fase.	35
II.7.1 Operação da máscara.	35
II.7.2 Simplifique para melhor calibração.	38
II.7.3 Implementação experimental.	38
II.7.4 Método melhor adaptado.	40

II.8 Calibração da dispersão.	43
II.9 Resultados e limitações.	45
II.9.1 Abordagem ingênua.	45
II.9.2 Pixelização.	47
II.9.3 Acoplamento espaço-temporal.	54
II.9.4 Uso de algoritmos de otimização.	60
II.9.5 Possibilidades de compensação.	61
II.10 Aplicativos.	64
II.10.1 Experimentos de demonstração.	65
II.10.2 Aplicação ao controle coerente.	69
II.10.3 Compensação de dispersão ressonante.	69
II.10.4 Formador dobrado.	73
III Outros dispositivos de fitness	75
III.1 Espelhos deformáveis.	76
III.1.1 Lembretes no NOPA.	76
III.1.2 Compressor com espelho deformável.	77
III.2 AOPDF: recompressão e modelagem.	80
III.2.1 Princípio de operação.	80
III.2.2 Compressor ajustável.	85
III.2.3 Habilidades de preparação física.	89
III.2.4 Rumo a um NOPA compacto e programável?	90
III.2.5 Balanço.	93
IV Controle consistente em rubídio	95

IV.1 Formalismo.	96
IV.1.1 Notações e definições.	96
IV.1.2 População do estado final - fluorescência.	97
IV.1.3 Transientes Coerentes - Espiral Cornu.	99
IV.2 Observação experimental.	102
IV.3 Controle de transientes.	104
IV.3.1 Algumas experiências.	104
IV.3.2 Mudança de fase de transientes.	106
IV.4 Sensibilidade ao campo.	112
IV.5 Espirógrafo atômico.	114
IV.5.1 Transientes coerentes no átomo.	115
IV.5.2 Pré-requisitos experimentais.	124
IV.5.3 Espirógrafo experimental.	128
IV.5.4 Primeiros resultados.	128
IV.5.5 Você pode brincar com o espirógrafo.	133
IV.5.6 Mas cuidado com a quebra.	133
IV.6 Caracterização por transitórios.	135
IV.6.1 Sinal de reconstrução.	136
IV.6.2 Reconstruções experimentais.	138
IV.6.3 Extensões e perspectivas.	145

Página 8

ÍNDICE	v
IV.6.4 Conclusão.	147
CONCLUSÃO	149
Anexo	153
A Notações para o experimentador	153
A.1 Transformada de Fourier.	153
A.1.1 Definições.	153
A.1.2 Propriedades e transformadas de Fourier usuais.	153
A.2 Campo elétrico.	154
A.2.1 Definições - Notações.	154
A.2.2 Duração - largura espectral.	154
B acoplamento espaço-temporal	157
B.1 Convenções e notações.	157
B.1.1 Campos de entrada.	157
B.2 Campos no plano de Fourier.	157
B.3 Campo de saída.	159
B.4 Filtragem espacial.	160
B.5 Exemplos.	161

B.5.1 Caso de atraso. 161

B.5.2 Caso de uma fase quadrática. 162

Bibliografia

165

INTRODUÇÃO

Os fundamentos da física quântica são baseados no estudo das interações entre a matéria e a radiação e observação de efeitos que a física clássica não conseguiu explicar.

A interação luz-matéria continua sendo o coração da física quântica. Permite ambos o estudo e controle da matéria.

No campo da espectroscopia ultrarrápida, a ideia de controlar um sistema quântico carrapato ou reação química por meio de sua interação com um ou mais impulsos iluminações não são recentes. Muitos esquemas de controle usam interação coerente entre um ou mais pulsos e o sistema estudado. Esses padrões são baseados nos fenômenos de interferência quântica que podem ser influenciados usando um pequeno número de parâmetros, como o atraso ou fase entre dois pulsos da excitatriz. Do muitos avanços, tanto teóricos [1, 2, 3] e experimentais [4, 5] foram feitos em nesta área nas últimas duas décadas. Essa abordagem às vezes é limitada porque nós tem apenas um número muito limitado de parâmetros.

Em 1992, Rabitz propôs uma abordagem inovadora para o controle ideal [6] que provou ser

muito prolífico para a manipulação de sistemas complexos para os quais há pouco ou nenhum modelo teórico. A ideia é fazer um loop da experiência em si mesma através do uso de um algoritmo de otimização. Frequentemente falamos sobre experiências de ciclo fechado. Para empurrar o sistema para produzir um determinado resultado, como maximizar um sinal de fluorescência ou alteração de uma proporção de produtos de uma reação química, tentamos um grande número de pulsos de luz fortemente moldados. Dependendo da relevância das diferentes formas, o algoritmo de otimização gera novas formas que são testadas de novo. De certa forma, com controle ideal, deixamos o sistema encontrar o caminho que atenda ao nosso objetivo. A implementação prática exigiu um grande esforço para desenvolvimento. Entre outras coisas, era necessário encontrar uma maneira de gerar esses impulsos fortemente em forma e com rapidez suficiente. A primeira demonstração experimental foi feita 6 anos depois, pela equipe Gerber [7]. Esta abordagem mostrou resultados espetaculares, em particular ao possibilitar a modificação dos produtos de uma reação química importante. Numerosos resultados foram obtidos, *inter alia*, em moléculas [7, 8, 9], agregados [10] e muitos outros sistemas complexos [11, 12, 13, 14]. A abordagem de controle ideal provou, portanto, que é possível manipular sistemas complexos sobre os quais não sabíamos quase nada. No entanto, essa manipulação não nos ensina necessariamente muito sobre a física que governa o sistema manipulado.

Ao mesmo tempo, uma abordagem diferente foi desenvolvida para o estudo e controle de sistemas mais simples. Esta técnica de controle coerente é baseada em um esquema chamado loop aberto. Para esses sistemas suficientemente bem modeláveis, podemos determinar de antemão a forma de impulso a aplicar para obter um determinado resultado. Contrário ao controle de malha fechada, não há iteração aqui. Por outro lado, as duas abordagens compartilham em comum o uso de impulsos fortemente moldados. Muitos resultados em sistemas atômicos foram obtidos, entre outros, pela equipe de Silberberg [15, 16], bem como nossa equipe [17, 18, 19]. Outros grupos aplicaram essa abordagem bem-sucedida para moléculas pequenas [20, 21]. Esta técnica de loop aberto

requer um conhecimento perfeito do sistema e suas interações e isso limita seu campo de aplicação a sistemas que somos capazes de modelar com precisão.

Essas duas abordagens de controle, malha aberta e malha fechada, influenciaram uma à outra. Um o outro. Em um movimento bastante recente, experimentadores e teóricos têm, assim, focado nas informações que podem ser obtidas a partir de experimentos de controle ótimo [22, 9, 23, 10]: é a forma dos impulsos ótimos, ou dos impulsos inadequados, ou a evolução dos impulsos durante a otimização pode nos informar sobre o sistema e seus acoplamentos? Abordagens mistas, misturando as duas abordagens têm, portanto, vindo à luz do dia [24, 15, 10]. Este é um campo de pesquisa muito ativo e ainda muito jovem: tanto a eficiência do controle ideal para a manipulação de sistemas complexos é entendida, visto que sua relevância para o entendimento desses sistemas ainda é provar.

Essas diferentes abordagens de controle foram usadas com sucesso para o estudo e controle de sistemas atômicos [25], moleculares [24, 26] ou biológicos [12]. Eles não têm sido

possível apenas através do desenvolvimento de técnicas de modelagem de pulso. O shapers ativos [27, 28], tornando possível gerar pulsos arbitrariamente definidos forma, têm, portanto, desempenhado um papel fundamental. Eles possibilitaram diversificar os tipos de pulsos que podem ser utilizados em experimentos de controle consistentes. Além disso, é sua capacidade de gerar formas muito variadas que possibilitaram a realização experimental do controle ótimo. Seu desenvolvimento seguiu de perto o dos lasers ultracurtos. A ausência de moduladores rápidos o suficiente para moldar diretamente o perfil temporal dos pulsos na escala de femtossegundos levaram naturalmente ao uso de filtros espectrais. Diferentes abordagens foram seguidas para alcançar esses filtros. O mais antigo é baseado na distribuição espacial de componentes espectrais dentro de um compressor e uso de máscaras espaciais. Primeiramente as máscaras fixas [29] e depois programáveis [30, 31, 32] foram usados. Diferentes tipos de compressores têm sido im- projetado para alcançar a propagação de componentes espectrais [33]. A geometria mais difundida devido no momento é a linha de dispersão zero ou linha 4f inicialmente introduzida por Froehly [34]. Os shapers baseados neste princípio agora permitem um controle de a fase e a amplitude dos componentes espectrais do pulso moldado e este com alta resolução [35]. Isso torna possível gerar pulsos com um perfil temporal extremamente complexo. A verificação de polarização também foi realizada [36] recentemente com este tipo de dispositivos. Uma segunda abordagem mais recente usa a interação colinear entre o pulso em modelagem e uma onda acústica moldada dentro de um cristal birrefringente [37, 27]. Essas diferentes técnicas permitiram a geração de pulsos de infravermelho próximo [38, 39] e mais recentemente no visível [40, 41]. A extensão dessas técnicas ao infravermelho [42, 43, 44] e ultravioleta [43, 45] é um campo muito ativo de pesquisa e resultados emitentes foram obtidos. Isso deve permitir que o campo de aplicação seja rapidamente alargado. ção de técnicas de controle coerentes ou controle ideal em faixas espectrais

¹ Este nome de "formadores ativos", que vem sendo consagrado pela comunidade científica, é bastante infeliz. Na verdade, quase todos esses shapers se comportam como filtros espectrais passivos, ou seja, sem amplificação. O termo "shapers programáveis" seria menos ambíguo. Nós no restante desta tese usaremos o termo, mantendo essa ambigüidade em mente.

tão longe do alcance.

Seguindo os vários estudos de controle coerentes realizados pela equipe [17, 18, 19, 46, 47], parecia oportuno adquirir um aparelho de fitness. Nós desejamos tem um modelador que permite o controle total dos pulsos infravermelhos de nossa cadeia: ou seja, controlar a amplitude e a fase dos vários componentes posições espectrais desses pulsos. Também queríamos obter a melhor resolução espectral possível. O design e a construção do mesmo, que combinam soluções não publicado [35] até técnicas amplamente comprovadas [48, 49], foi meu principal trabalho de rant a primeira metade desta tese.

Posteriormente, e na continuação de estudos anteriormente realizados dentro da equipe [18,

[17], realizamos experimentos de controle coerente no átomo de rubídio [47, 50, 51, 52] explorando as capacidades deste formador.

Outro modelador [41] permitindo a formação de pulsos visíveis sintonizáveis tem também foi estudado durante esta tese.

Este relatório é organizado como segue:

- Capítulo I apresenta brevemente os diferentes componentes do laser que usamos, incluindo vários dispositivos de caracterização de pulso femtossegundo.
- Capítulo II detalha o projeto, construção e configurações do shaper de alta resolução: esta primeira parte pretende ser um ponto de partida explícito citações para quem deseja desenvolver este tipo de dispositivo. Em uma segunda parte, são apresentados os resultados obtidos com este dispositivo, bem como suas limitações.
- Capítulo III mostra os diferentes dispositivos de modelagem de pulso visíveis que usamos. Vamos nos concentrar em particular em um dispositivo acústico-ótica especialmente otimizada para recompressão e formação de pulso sintonizáveis em toda a faixa visível.
- Finalmente, o capítulo IV é dedicado a experiências de controle coerente no rubídio. Esses experimentos são baseados no controle do comportamento transiente de um átomo durante sua interação com um impulso ressonante. Nos lembre- Em primeiro lugar, derivaremos a origem desse comportamento transitório, denominado transitório coerente [53], bem como sua primeira evidência experimental [17]. Nós pré-também sentirá diferentes experimentos destinados a manipular este transiente coerente modificando a forma dos pulsos interagindo com o átomo [16, 18, 47]. Então, veremos como lidar com diferentes transientes coerentes para reconstruir a função de onda atômica transitória [51], ou seja, durante a interação do átomo com um pulso ultracurto. Esta técnica chamada espirógrafo atômica permitiu a reconstrução da função de onda do átomo submetido a diferentes pulsos de controle. Apresentaremos essas reconstruções e discutiremos terons de seu domínio de validade, bem como sua ligação com outras técnicas para medir funções de onda. Em seguida, apresentaremos uma técnica de personagem. terização completa de pulsos ultracurtos derivados diretamente do espirógrafo atômica. Esta caracterização por transientes coerentes torna possível medir o im-

impulso (impulsos de fato) interagindo com o átomo [50, 52]. Ele apresenta características bastante incomuns que iremos detalhar. Apresentaremos os vários várias medições experimentais realizadas e discutem as perspectivas que se abrem esta técnica de medição.

APARELHO EXPERIMENTAL

I.1 Apresentação geral

A corrente de laser usada dentro da equipe FEMTO já foi descrita em detalhes [54, 55] e suas características são muito clássicas para uma cadeia de espectroscopia ultrarrápida. Portanto, iremos apresentá-lo de forma sucinta. A Figura I.1 é uma visão esquemática do vários elementos desta cadeia.



FIG. I.1 - Apresentação esquemática da cadeia de laser da equipe.

O oscilador (seção I.2) fornece trens de pulso infravermelho (centrado em 800 nm) de cerca de cem femtossegundos, em alta taxa (76 MHz) e baixa intensidade pico (5 nJ). Estes são amplificados em um amplificador regenerativo (seção I.3 página seguinte): na saída deste último obtemos uma taxa inferior (1kHz), mas com intensidades de pico altas (1 mJ). Esses pulsos amplificados são separados em vários canais. Dois deles alimentam amplificadores paramétricos ópticos não colineares (seção I.4 página 7) ou NOPA (para a sigla em inglês Non-colinear Optical Parametric Amplificar). Eles fornecem pulsos muito curtos (25 fs) e sintonizáveis no sible (de 500 a 700 nm). Os dois canais restantes podem ser usados como estão ou colocados moldado usando um modelador descrito em detalhes no capítulo II na página 15. Além disso, para soma da frequência entre os pulsos visível e infravermelho ou dobrando ou triplicando frequência de pulso infravermelho, pulsos de UV sintonizáveis podem ser gerados nascido. Finalmente, diferentes dispositivos são usados para caracterizar os diferentes pulsos gerado nesta cadeia.

I.2 Oscilador

O ponto de partida de todos os impulsos disponíveis em nossa cadeia é o oscilador. Este é um oscilador de safira de titânio desenvolvido e construído em laboratório.

teses de C. Nicole [54] e J. Degert [55]. É baseado no modo passivo de bloqueio por efeito óptico de Kerr. Ele fornece pulsos de 95 fs de duração ¹, com uma taxa de repetição 76 MHz e 5 nJ por pulso. O comprimento de onda dos pulsos é ajustável entre 760 e 840 nm.

A Tabela I.1 resume as principais características da saída do oscilador, em modo contínuo e pulsado.

Propriedade	Valor
Potência contínua média	840 mW
Potência média no modo pulsado	380 mW
Taxa de repetição	76 MHz
Energia de pulso	5 nJ
Comprimento de onda central	760-840 nm
Largura espectral	10 nm
Duração	95 fs

Aba. I.1 - Principais características do nosso oscilador de safira de titânio.

I.3 Amplificador regenerativo

Os pulsos produzidos pelo oscilador permitem atingir um grande número de experiências. Seu pico de intensidade é suficiente para observar uma série de efeitos não linear.

No entanto, experimentos de campo fortes requerem altas intensidades. Da mesma forma, muitos experimentos requerem uma certa sintonização e, portanto, as misturas não linear.

Os pulsos vindos do oscilador são, portanto, amplificados por meio de um reamplificador. generative (ou RGA para ReGenerative Amplifier) comercial (Spitfire, Spectra Physics). O próprio amplificador (uma cavidade com uma barra de safira de titânio) é colocado entre uma maca e um compressor. Isso torna possível atingir altas intensidades de pico ². Nós assim, obtém pulsos da ordem de 120 fs na saída do amplificador, com uma taxa taxa de repetição de 1 kHz e 1 mJ por pulso. Isso representa um ganho de mais de 5 pedidos de magnitude na energia por pulso. Na saída disso, a taxa dos pulsos é reduzido para 1 kHz. O princípio deste amplificador é capturar um pulso em amplificador em uma cavidade com um meio de amplificação (haste de safira de titânio bombeada

¹ Todas as vezes, salvo indicação em contrário, são larguras a meia altura em intensidade (FWHM em Inglês).

² Em particular, muito maior do que o limite de dano da parte do amplificador.

opticamente por um laser kHz comercial). O impulso se intensifica a cada volta do acelerador até a saturação. Em seguida, é ejetado. Uma explicação detalhada de como funciona deste amplificador, incluindo os procedimentos de injeção e ejeção de pulso, são encontrados na tese de Jérôme Degert [55].

As principais características dos pulsos do amplificador regenerativo são agrupadas na Tabela I.2.

Propriedade	Valor
Potência média	950 mW
Taxa de repetição	1 kHz
Energia de pulso	950 μ J
Comprimento de onda central	790-810 nm
Largura espectral	\sim 8,5 nm
Duração	\sim 120 fs

Aba. I.2 - Características do amplificador regenerativo.

I.4 NOPA

Temos, na saída do amplificador regenerativo, pulsos intensos (vários centenas de μ J) no infravermelho próximo (entre 810 e 790 nm). Para ter acesso a uma maior variedade de sistemas atômicos ou moleculares, precisamos de impulsos femtossegundos ajustáveis.

Temos dois amplificadores paramétricos não co-ópticos para isso. linear ou NOPA. Estes são um tipo especial de osciladores paramétricos óptico ou OPA [57], possibilitando a obtenção de pulsos de algumas dezenas de femto- em segundos, ajustável em todo o espectro visível. O estudo do funcionamento de NOPA [58, 59, 60] vai além do escopo desta tese e já foi descrito em detalhes na referência [55]. Vamos nos limitar aqui a lembrar brevemente o princípio da amplificação paramétrica óptica e a especificidade da geometria não colinear.

A amplificação óptica paramétrica é baseada no princípio da diferença de frequência. seqüência em um cristal não linear de segunda ordem. Este princípio é lembrado na figura I.2 próxima página. Um campo de bomba intenso, pulsação ω_p , bem como um campo de sinal muito forte. fracos, de pulsação ω_i são enviados em um cristal não linear ($\chi^{(2)}$). Por diferença de frequência, parte dos fótons do campo da bomba, é convertida em pares de fótons de pulsações ω_s e ω_i . Essas pulsações verificam a relação de conservação de energia $\omega_p = \omega_s + \omega_i$. A interação dentro do cristal do campo da bomba com o campo de sinal é portanto, resulta em uma amplificação do último e no aparecimento de um campo complementar (ou tensor) de pulsação $\omega_i = \omega_p - \omega_s$.

No caso de pulsos curtos, vários processos limitam essa amplificação:

FIG. I.2 - Princípio da diferença de frequência usada na amplificação paramétrico óptico.

- A bomba e os pulsos de sinal se propagam em velocidades diferentes no cristal (incompatibilidade de velocidade de grupo ou GDM para "incompatibilidade de atraso de grupo") que reduz sua interação.
- Os pulsos são alongados durante sua propagação (dispersão da velocidade de grupo ou GDD para "Group Delay Dispersion") e, portanto, menos intenso que diminui a amplificação.
- Além da condição de conservação de energia, os três campos apresentam no cristal deve verificar a conservação do momento ou acorde de fase:
 $\rightarrow k_p = - \rightarrow k_s + - \rightarrow k_i$. Esta sintonia de fase é geralmente muito seletiva em frequência e não pode amplificar uma ampla banda espectral e, portanto, pulsos curtos.

A configuração não colinear, desenvolvida pela primeira vez para para-osciladores métricas ópticas [61, 62], permite que essas limitações sejam removidas. A ideia é apresentar um ângulo α entre o pulso da bomba e o pulso do sinal. Para um ângulo bem escolhido, o acorde de fase é verificada em uma faixa espectral que cobre uma grande parte do espectro visível. A Figura I.3 mostra a evolução do ângulo de casamento de fase θ em função do comprimento de onda do campo de sinal, para diferentes ângulos α entre o campo da bomba e o sinal. isto

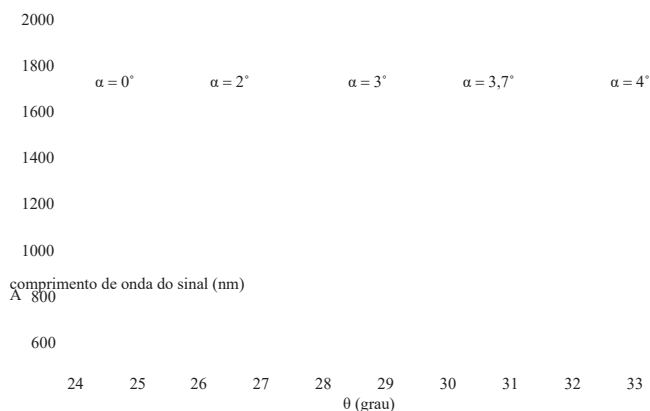


FIG. I.3 - Ângulo de combinação de fase θ (cristal BBO tipo I) para diferentes ângulos α entre a bomba e os campos de sinal. O campo da bomba é central muito a 400 nm. Para um ângulo de $3,7^\circ$, a concordância de fase é constante em um intervalo de 100 nm centrado em 580 nm (retângulo cinza).

I.4. NENHUMA PA

9

é traçado para um cristal de tipo I BBO e um pulso de bomba centrado em 400 nm. Para $\alpha \approx 3,7$ graus, o ajuste de fase é constante em uma faixa de 530 a 630 nm.

A Figura I.4 apresenta os NOPAs conforme são desenvolvidos em nosso laboratório. Um terço do feixe proveniente do amplificador alimenta o NOPA (800 nm, 350 μ J). Muito

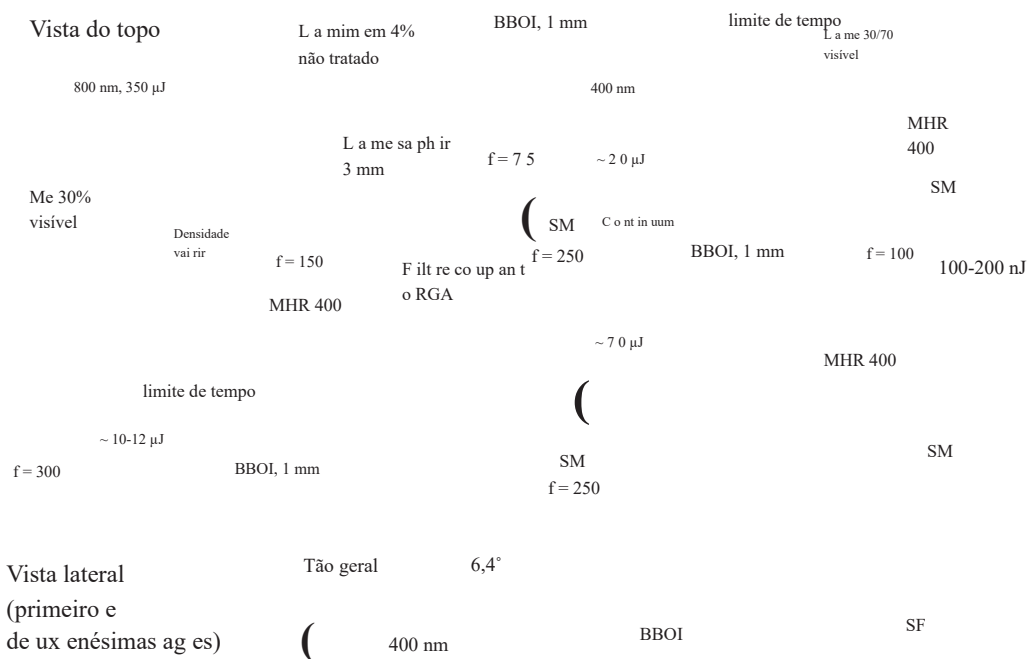


FIG. I.4 - Figura retirada do diagrama de referência [55] do amplificador paramétrica óptica.

pequena parte é retirada e focada em uma lâmina de safira (3 mm de espessura). Naquela gera um continuum de luz branca com desvio de alta frequência (duração de 300 fs), a o resto do feixe infravermelho é enviado para um cristal BBO tipo I (1 mm de espessura) a fim de obter um pulso de bomba a 400 nm. Uma parte desta bomba (20 μ J) e o continuum são focados em um cristal BBO tipo I (1 mm de espessura). Amplificação paramétrica dentro deste cristal torna possível obter um campo de sinal de algumas centenas por nJ. O comprimento de onda central deste sinal é ajustado mudando o atraso entre bomba e o continuum. Na verdade, a bomba é mais curta do que o contínuo e não amplifica que uma "fatia" de tempo do continuum; levando em consideração a variação de frequência do contínuo, esta "fatia" tem um comprimento de onda que depende do atraso. Para obter cerca de dez μ J de sinal, um segundo estágio é usado. É idêntico ao primeiro, além da bomba que é mais intensa (70 μ J).

A saída do NOPA é recomprimida por um compressor de prisma não mostrado na figura. A Tabela I.3 na página seguinte resume as propriedades de saída dos dois NOPAs.

Propriedade	Valor
Energia por pulso antes da compressão	10-14 μ J
Taxa de repetição	1 kHz
Comprimento de onda central	510-700 nm
Largura espectral	15-60 nm
Duração	20-30 fs

Aba. I.3 - Principais características dos pulsos na saída dos dois NENHUMA PA.

I.5 Dispositivos de caracterização

A caracterização de pulsos ultracurtos é um problema por si só. Em Na verdade, isso requer técnicas totalmente originais, que respondem à pergunta a seguir: como medir o evento mais curto que sabemos produzir? De fato, métodos de medição usuais são baseados no uso de uma referência de tempo mais curto do que o evento a ser medido. No caso de pulsos de femtossegundo, tal diferença não existe (a menos, é claro, que haja um impulso de attosegundo [63]). Isto No entanto, existem muitas técnicas que permitem a medição parcial ou combinada. cheio de pulso de femtossegundo. Apresentamos aqui três técnicas que temos usado para caracterizar os pulsos de 800 nm e os pulsos visíveis disponíveis.

I.5.1 Autocorrelação - Correlação

I.5.1.1 Autocorrelação

Uma primeira técnica é a autocorrelação intensimétrica. Usando um interfero Medidor de Michelson, o impulso para caracterizar $E(t)$ é separado em duas partes idênticas, temporariamente deslocado por um retardo τ , como mostrado esquematicamente na Figura I.5. Estes dois

FIG. I.5 - Diagrama esquemático de autocorrelação intensimétrica.

as réplicas são dispostas em camadas em um cristal BBO Tipo I, em um pequeno ângulo. Com isso configuração, a intensidade do segundo harmônico gerado $I_2(t)$ é escrita como uma função do

I.5. DISPOSITIVOS DE CARACTERIZAÇÃO 11

atraso τ :

$$I_2(t, \tau) \propto I(t) I(t - \tau) \quad (I.1)$$

onde $I(t) = |E(t)|^2$ é a intensidade do pulso a ser caracterizado. Esta intensidade $I_2(t, \tau)$ é detectado por um fotodiodo. Este último tendo um tempo de resposta muito longo na frente do duração de $I_2(t, \tau)$, dá um sinal $S_{AC}(\tau)$ proporcional à integral desta intensidade:

$$S_{AC}(\tau) \propto \int I_2(t, \tau) dt \propto \int I(t) I(t - \tau) dt \quad (I.2)$$

Este sinal não é outro senão a função de autocorrelação da intensidade $I(t)$. Está claro que este sinal não contém todas as informações em $E(t)$: esta medição não é uma medição completo. Em particular, não fornece informações sobre a fase temporal e fornece apenas informações incompletas sobre a amplitude. No entanto, permite ter uma estimativa rápida da duração de um pulso com um perfil simples. Supondo que $E(t)$ tem um perfil gaussiano, temos uma ligação simples entre a largura na altura média de $S_{AC}(\tau)$, denotado $\Delta\tau_{AC}$ e a largura na altura média na intensidade de $E(t)$, denotado Δt :

$$\Delta\tau_{AC} = \Delta t\sqrt{2} \quad (I.3)$$

O autocorrelador que temos nos permite medir pulsos a 800 nm do amplificador ou os pulsos visíveis do NOPA. Para mover de comprimento de onda para outro, ajustamos a sintonia de fase no cristal BBO inclinando esse último. Dependendo da duração dos pulsos a serem medidos, dois cristais diferentes podem ser usados: 200 μm para os pulsos mais longos ou 20 μm para os pulsos curtos. Embora parcial, esta medição é muito útil para a recompressão dos impulsos do NOPA ou para a regulação do compressor do amplificador regenerativo.

I.5.1.2 Correlação

A correlação intensimétrica (também chamada de "correlação cruzada") é outra técnica. nique de medição incompleta. O princípio é bastante idêntico ao da autocorrelação exceto que um sobrepõe no cristal não linear dois impulsos diferentes $E(t)$ e $E_{ref}(t)$, conforme mostrado esquematicamente na Figura I.6. Em função do atraso τ entre

FIG. I.6 - Diagrama esquemático da correlação cruzada de intensidade.

$$S_{XC}(\tau) \propto \int I_2(t, \tau) dt \propto \int I_{ref}(t) I(t - \tau) dt \quad (I.4)$$

onde $I(t) = |E(t)|^2$ e $I_{ref}(t) = |E_{ref}(t)|^2$. Os dois pulsos podem estar em diferentes domínios espectrais. Se os dois pulsos têm um perfil de tempo gaussiano de respectivas larguras de meia altura de Δt e Δt_{ref} , o sinal de correlação cruzada também será gaussiano, de largura a meia altura $\Delta \tau_{XC}$:

$$\Delta \tau_{XC} = \sqrt{\Delta t^2 + \Delta t_{ref}^2} \quad (I.5)$$

Em particular, se o pulso de referência $E_{ref}(t)$ é muito curto em comparação com $E(t)$, o cruzamento correlação fornece uma boa estimativa do perfil de intensidade $I(t) = |E(t)|^2$. Portanto, é perfeitamente adequado para a caracterização parcial de pulsos fortemente estressados em forma ou trens de pulso. Nós os usamos para medir infravermelho moldado pelo modelador de alta resolução (consulte o capítulo II) e os pulsos visível moldado por outro dispositivo de modelagem (ver capítulo III).

I.5.2 Correlação cruzada espectralmente resolvida: XFROG

A fim de obter uma caracterização completa dos pulsos de femtossegundo, temos realizado um dispositivo de correlação cruzada resolvido espectralmente ou XFROG [64]. Essas medidas é uma variante de "Frequency Resolved Optical Gating" ou FROG [65, 66]. A ideia é substituir o fotodiodo por um espectrômetro, a fim de obter a distribuição espectral de a intensidade para cada retardo τ , conforme mostrado na Figura I.7. Assim obtemos

FIG. I.7 - Diagrama esquemático da correlação cruzada intensimétrica resolvida espectralmente (XFROG).

um mapa bidimensional $S_{XF}(\tau, \omega)$. Este contém informações suficientes ser capaz de reconstruir $E_{ref}(t)$ e $E(t)$, em fase e em amplitude. Esta reconstrução usa um procedimento iterativo. O mais eficiente no momento é baseado em a decomposição deste traço em componentes principais [67]: "Componente Principal Algoritmo de projetos generalizados" ou PCGPA. $S_{XF}(\tau, \omega)$ na verdade contém muito mais informações do que o mínimo. Esta redundância garante uma certa robustez ao ruído.

Este método de caracterização é relativamente bem adequado para pulsos colocados em forma. Na verdade, permite a caracterização de pulsos complexos, compostos por várias partes distintas espalhadas ao longo do tempo. Podemos quantificar a complexidade de um pulso em forma [28], definindo η como a razão entre o suporte temporal ΔT do impulso e a menor estrutura temporal δt deste último ³. Esta definição

³ η também pode ser definido no domínio espectral e o resultado é o mesmo.

I.5. DISPOSITIVOS DE CARACTERIZAÇÃO

13

permite identificar a principal limitação do XFROG no que diz respeito aos impulsos colocados em forma: para caracterizar adequadamente um impulso de complexidade η , é necessário ter de uma reconstrução em vários pontos da ordem de η . No caso do XFROG, isto requer um traço $S_{XF}(\tau, \omega)$ contendo η^2 pontos de medição. A quantidade de dados a ser processado, portanto, cresce quadraticamente com a complexidade dos pulsos e podemos alcançar facilmente tempos de cálculo proibitivos para pulsos fluentes usado durante esta tese.

Apesar deste defeito, esta técnica parece ser a mais adequada para a caracterização de pulsos modelados. Infelizmente, nós apenas o implementamos tardiamente. Por mais que a realização experimental tenha se mostrado muito simples, a escrita e o uso do algoritmo PCGPA foi difícil ⁴. É por isso que a maioria das medidas apresentadas nesta tese são correlações cruzadas.

I.5.3 ARANHA

O segundo dispositivo de caracterização completo disponível para nós é baseado no Técnica SPIDER [68]: "Spectral Phase Interferometry for Direct Electric Field Reconstruction". Esta técnica usa o princípio da interferometria de deslocamento espacial [69], mas transposto para o domínio espectral. A partir do impulso de caracterizar E , geramos duas cópias E_{d1} e E_{d2} deslocadas temporalmente por τ e espectralmente por $\delta\omega$. Franjas de interferência espectral entre esses dois pulsos é medida por um espectrômetro. Um o tratamento adaptado dessas franjas permite reconstruir a fase:

$$\theta(\omega) = \varphi(\omega + \delta\omega) - \varphi(\omega) + \omega\tau \quad (\text{I.6})$$

onde $\varphi(\omega)$ é a fase espectral do campo desconhecido $\tilde{E}(\omega)$. A partir desta quantidade, saiba se τ e para $\delta\omega$ suficientemente pequenos, podemos reconstruir $\varphi(\omega)$. Amplitude espectral $|\tilde{E}(\omega)|$ pode ser deduzido do mesmo sinal espectral [70] ou medido de forma independente. O conhecimento da fase $\varphi(\omega)$ e da amplitude espectral $\tilde{E}(\omega)$ garante uma caracterização completa do E .

A implementação prática desta técnica esbarra no problema da mudança espectral. Conseguir essa mudança está além do alcance dos moduladores de tempo atuais (ou quase, consulte a referência [71]). Devemos, portanto, usar uma forma indireta para alcançar esse atraso. Para isso, é utilizado o dispositivo mostrado na Figura I.8 na página seguinte.

O pulso a ser caracterizado $E(t)$ passa por uma lâmina de microscópio de 200 μm . De

reflexão em cada lado do slide, duas cópias de $E_c(t)$ separadas por $\tau \approx 1,5$ ps, são gerados. Nós os denotamos $E_1(t)$ e $E_2(t)$. A parte transmitida pela lâmina é enviada em uma máscara de grade de passagem dupla, que introduz uma forte fase quadrática $\varphi^{(2)} = 8,5 fs^2$. Um forte pulso de deriva de frequência $E_c(t)$ é assim obtido. Os dois cópias do pulso a ser caracterizado $E_1(t)$ e $E_2(t)$ e o pulso de desvio de frequência são recombinado em um cristal KDP tipo II de 200 μm , em uma geometria não colinear. Durante sua interação no cristal com $E_1(t)$ e $E_2(t)$, $E_c(t)$ se comporta como um

⁴ O algoritmo impõe, entre outras coisas, restrições muito estritas na amostragem do mapa $S_{XF}(\tau, \omega)$. Estes são difíceis de verificar e um estágio complexo de pré-processamento de dados é necessário.

FIG. I.8 - Diagrama esquemático do SPIDER.

pulso monocromático. Chamamos ω_1 de sua pulsação no momento de sua interação com E_1 . Por soma de frequência, a interação entre E_1 e E_c produz um impulso denotado por E_{d1} que é uma cópia de E_1 , mas espectralmente deslocada por ω_1 . Por causa da deriva de frequência, a pulsação aparente de $E_c(t)$ não é a mesma no momento de sua interação com $E_2(t)$: é $\omega_1 + \delta\omega$. Como antes, a interação entre E_2 e E_c produz um pulso anotado E_{d2} que é uma cópia de E_2 , espectralmente deslocado por $\omega_1 + \delta\omega$.

No final, obtemos duas cópias de $E(t)$ (E_{d1} e E_{d2}) que são deslocados temporal e espectralmente. Esses dois pulsos são enviados em um espectrômetro e a análise do espectrograma obtido permite a reconstrução da fase espectral associado a $\tilde{E}(\omega)$. Uma medição independente do espectro $|\tilde{E}(\omega)|^2$ do impulso desconhecido permite a caracterização completa.

Esta técnica de medição completa tem a vantagem de ser rápida porque não depende de nenhum algoritmo iterativo. É ideal para otimização de tempo duração real dos pulsos do amplificador a 800 nm. No entanto, ela é muito limitado para a caracterização de pulsos de forma forte. Na verdade, o validade da reconstrução é baseada em uma escolha criteriosa dos dois parâmetros que são o atraso τ e o desvio de frequência $\varphi^{(2)}$. Para pulsos fortemente alongados ou

seqüências de pulso, às vezes não é possível encontrar parâmetros adequados ao mesmo tempo em que garante uma quantidade suficiente de sinal.

Existem, no entanto, diferentes variantes do SPIDER que permitem a obtenção de um sinal mais importante [72, 73] ou para ter mais espaço de manobra na escolha de parâmetros [74]. Mas esses métodos são mais adequados para pulsos de baixa intensidade do que para pulsos fortemente moldados. Em particular, eles oferecem uma resolução relativa fraco, da ordem de nm a 800 nm, enquanto a caracterização dos pulsos de nosso fabricante (ver capítulo II) exige uma resolução da ordem de 0,06 nm a 800 nm. Além disso, nenhum desses métodos do SPIDER consegue reconstruir corretamente a fase espectral quando o espectro é composto por lóbulos diferentes, como é o caso durante o geração de uma seqüência de pulso.

Capítulo II

MOLDADOR DE CRISTAL LÍQUIDO

Aviso: este capítulo pode parecer um pouco técnico. Ele é e afirma a si mesmo assim sendo. Gostaríamos de fornecer aqui as informações necessárias para o projeto e a construção de um formador de cristal líquido. Na verdade, uma proporção significativa de esta tese foi dedicada ao design do nosso modelador. Além disso, no momento, muitos laboratórios que trabalham em vários campos estão embarcando na construção tais dispositivos. Portanto, parece-nos oportuno detalhar as etapas principais, bem como as dificuldades de tal conquista.

Após uma visão geral das técnicas atuais de fitness, daremos as diferentes estágios de anuidades no projeto de um formador de cristal líquido. Vamos ver primeiro como determinar a geometria da linha óptica (chamada linha de dispersão zero ou linha 4f) que envolve a máscara de cristal líquido. Em seguida, apresentaremos as escolhas possíveis para a máscara. Em seguida, apresentaremos como dimensionar os diferentes elementos do shaper dependendo do desempenho desejado. Depois vem a construção em si, bem como a calibração da máscara. Finalmente apresentaremos os resultados obtidos com nosso shaper, bem como vários aplicativos para controlar experimentos coerente.

II.1 Formatação: estado da arte

A formação de pulsos ultracurtos acompanhou de perto a evolução das fontes laser ultra-rápido. A maioria dos sistemas usados hoje para moldar os impulsos femtossegundos derivados de dispositivos desenvolvidos há mais de vinte anos para picossegundos [34]. A grande maioria desses shapers combina uma máscara espacial programável e um dispositivo óptico para a geração de imagens do espectro do pulso no mascarar.

Muitas vezes, o dispositivo óptico usado é uma linha de dispersão zero ou linha $4f$ mostrado na Figura II.1 na página seguinte. É composto por um par de redes (R1 e R2) e um par de lentes de comprimento focal f (L1 e L2), todos dispostos em um arranjo " $4f$ ". Para pulsos muito curtos, as lentes são substituídas por espelhos, então para evitar dispersão e aberração cromática. Os componentes espectrais de o pulso de entrada é espacialmente separado e visualizado no plano de simetria do dispositivo denominado plano de Fourier (PF). Neste plano, a pulsação e a posição transversal são acoplados: qualquer modificação do perfil espacial afetará o perfil espectral. A máscara o espaço programável é organizado neste plano: ele se comportará como uma máscara

Página 25

16

CAPÍTULO II. MOLDADOR DE CRISTAL LÍQUIDO

espectral. Diferentes tipos de máscaras podem ser usados: matrizes de cristal líquido [49],

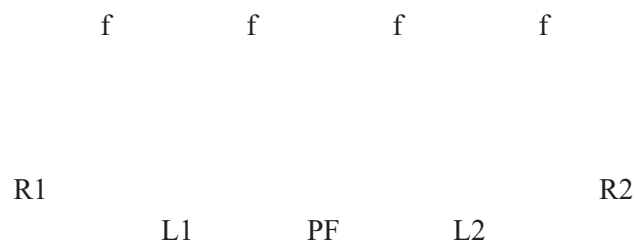


FIG. II.1 - Linha de dispersão zero (linha $4f$).

monitores de cristal líquido [75, 76], moduladores acústico-ópticos transversais [31], espelhos com membrana deformável [32], tela de micro-espelho eletromecânico [45], válvulas ópticas [77]. Para máscaras reflexivas (membranas e micro-espelhos), a linha $4f$ é dobrada como

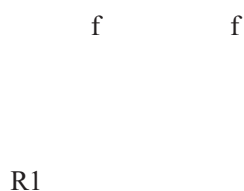


FIG. II.2 - Linha de dispersão zero dobrada (linha 2f) para o uso de máscaras reflexivas.

isso é mostrado esquematicamente na figura II.2. Temos então um dispositivo bastante semelhante a um espectrômetro de grade onde a máscara toma o lugar da câmera CCD.

Dependendo do tipo de máscara usada, esses shapers controlam a fase [28], fase e a amplitude [78], a polarização [36], mas também o perfil espacial transversal [76]. Eles provaram sua eficiência no infravermelho próximo e parte do visível (de 430 nm a 1600 nm para máscaras de cristal líquido).

Outro shaper chamado AOPDF (para Acousto-Optic Programmable Dispersive Filtro) também é amplamente utilizado. Ao contrário dos outros shapers mencionados mais alto, não usa óptica dispersiva, mas usa um conceito desenvolvido recentemente [27]. Este filtro ótico-acústico é baseado na interação longitudinal entre um pulso de luz. Ele permite a formatação em fase e amplitude dos pulsos infravermelhos [79, 27] (entre 800 nm e 2700 nm)

e recentemente (ver capítulo III página 75 desta tese) no visível [41] (de 480 nm a 800 nm).

Esses diferentes shapers têm seus fãs e seus detratores. Ao verdade, todos eles têm características muito diferentes uns dos outros, especialmente em termo de resolução espectral, rendimento, contraste ou energia disponível em saída. Da mesma forma, facilidade de uso, alinhamento e taxa de atualização são muito variável. Tudo depende do tipo de aplicação a que se destina o modelador. Em Na verdade, as características relevantes não são as mesmas, dependendo se você deseja limpar um pulso curto para chegar o mais próximo possível do limite pela transformada de Fourier ou que queremos obter os layouts mais complexos possíveis, em grandes janelas de tempo. Da mesma forma, para o uso de algoritmo de otimização, ou seja, uso de loop fechado, uma alta taxa de atualização é desejável. Naquela é menos importante para uso em malha aberta "direta". A energia de saída (que depende do limite de dano e da eficiência de transmissão) também pode ser em alguns casos um parâmetro importante, em particular para o estudo de fenômenos não linear.

No momento, os shapers que usam matrizes de cristal líquido tornam possível atingir a formatação mais complexa. Eles também suportam energias relativas níveis elevados (várias centenas de μJ por pulso) com altos rendimentos. Por outro lado, sua taxa de atualização (da ordem de Hz) é baixa e os pulsos que eles entregam não oferecem o melhor contraste: diferentes tipos de réplicas espúrias acompanham os pulsos de modelagem e os perfis temporais e espaciais são

plés. Essas réplicas são encontradas em outros tipos de máscaras de varredura. Máscaras acústico-ópticas ou válvulas ópticas oferecem melhores contrastes (ausência de repliques em particular), mas com rendimentos e resoluções espectrais mais baixos. A acusto-óptica permite taxas de atualização mais altas (até kHz). Quanto ao AOPDF, é muito mais fácil de alinhar e usar do que os neuers baseados em linha 4f. Oferece alto contraste e taxa de atualização. Ele não por outro lado, suporta apenas energias relativamente baixas (da ordem de 20 μJ a 800 nm). Seu rendimento varia muito, dependendo do tamanho e corte do cristal, mas também propriedades dos pulsos a serem modelados. Sua compactação, no entanto, permite coloque facilmente antes de qualquer estágio de amplificação. Recentemente, o AOPDF tem mon- Desempenhos muito interessantes no domínio visível [41] (ver também parte III.2 página 80).

Para "limpar" os pulsos e obter pulsos extremamente curtos, espelhos de membrana são bastante adequados [80], desde que os pulsos sejam muito pouco intenso. O tratamento deste último é, de fato, relativamente frágil. AOPDF também é comumente usado para este propósito a montante dos estágios de amplificação.

Existem várias dificuldades que limitam a extensão desses diferentes shapers para ultravioleta e infravermelho. O primeiro é a baixa transmissão dos materiais utilizados para máscaras (ou para AOPDF) nesses comprimentos de onda. Problemas de absorção também surgem e degradam drasticamente o desempenho do dispositivo. Além disso, para ultravioleta, dados os comprimentos de onda curtos, o achatamento da máscara pode se tornar insuficiente para manter a integridade do pulso a ser moldado (deformação da testa

onda) e a absorção podem danificar a máscara.

No infravermelho, é difícil encontrar máscaras capazes de gerar sábio de pelo menos 2π , condição necessária para controlar totalmente a fase e amplitude o impulso de dar forma τ .

Diferentes abordagens são seguidas para contornar essas dificuldades. O primeiro técnica consiste em moldar pulsos visíveis ou infravermelhos usando o efeitos apresentados acima e para transferir a formatação por soma ou diferença de frequência [42, 43, 44]. Esta abordagem não possibilita atualmente a obtenção de energias importante nas faixas espectrais visadas por causa da baixa eficiência dos processos conversão de frequência. Além disso, essa eficiência de conversão está fortemente associada ao tipo de formatação programada, o que torna o uso desses sistemas bastante difícil. A segunda é adaptar os dispositivos atuais para torná-los diretamente utilizáveis. nessas novas faixas espectrais. Recentemente, dois métodos diretos de configuração forma de pulsos em 400 nm foram demonstrados: um usa uma micro-máscara reflexiva espelhos [45], o outro um modulador de sílica acústico-óptica [81]. No infravermelho, Nelson e Vaughan mostraram que a formação de fase e amplitude pode ser obtida em usando telas de cristal líquido controlando apenas a fase [75]. Sua técnica não requer mudanças de fase apenas de π e não de 2π , o que torna possível moldar pulsos de comprimento de onda mais longo (até 3 μm em vez de 1,5 μm para máscaras padrão).

II.2 Escolha da linha 4f

Apresentaremos aqui o tipo de linha 4f que escolhemos para a construção do nosso formador. A geometria muito simples, apresentada na figura II.1 página 16, não é ideal para pulsos de femtossegundo. Na verdade, como dissemos anteriormente, o espectro muito amplo de pulsos de femtossegundos é sensível à dispersão não linear em lentes, bem como aberrações cromáticas. Então precisamos substituir essas ópticas refrativas por ópticas reflexivas, o que complica a geometria uma vez que a propagação do feixe não é mais feita em um único eixo. Muitas soluções são possíveis e estão vinculadas à escolha dos elementos reflexivos da linha. Inicialmente vista, espelhos parabólicos parecem ser os melhores candidatos para sair do eixo sem introduzir aberrações. Infelizmente, os espelhos parabólicos disponíveis no momento não oferecem as condições de superfície necessárias para a realização de um linha 4f. As outras duas possibilidades são espelhos esféricos e espelhos cilíndricos. Os espelhos esféricos são baratos e estão disponíveis em uma ampla gama de distâncias focais. No entanto, quando eles são usados fora do eixo, eles introduzem aberrações chamadas excentricidade. Além disso, eles focam completamente os diferentes componentes espectrais no plano de Fourier, resultando em altas densidades de potência. Ouro para o nosso shaper, que usa uma matriz de cristal líquido horizontal, não há necessidade de focar na direção vertical. Portanto, usaremos espelhos cilíndricos no lugar do lentes.

¹ Pelo menos no caso muito comum da linha 4f com máscaras unidimensionais (barras). Para máscaras bidimensionais (telas), esta condição parece poder ser contornada [75].

No entanto, resta escolher a disposição dos diferentes elementos da linha 4f para obtenha o melhor resultado possível. Muitas geometrias estão disponíveis e foram implementado. Como veremos, alguns levam a aberrações que prejudicam fortemente à qualidade da viga moldada. Vamos revisar as geometrias em mais frequentemente usado para destacar suas qualidades e defeitos. Vamos apresentar então aquele que escolhemos, bem como uma evolução deste último.

II.2.1 Geometrias não retidas

Apresentamos aqui rapidamente várias geometrias comumente usadas para a fabricação de modeladores. Faremos o possível para dar as limitações.

II.2.1.1 Geometria Ω

A geometria em Ω [82, 83] é relativamente simples como se pode ver no figura II.3. É bastante intuitivo quando começamos a partir do diagrama de linha 4f com lentes (ver

figura II.1 na página 16). Além disso, sua simetria em relação ao plano de Fourier torna mais fácil alinhar. Por outro lado, os dois espelhos cilíndricos introduzem aberrações significativas excentricidade [84] e a divergência do feixe de saída é mal definida ².

FIG. II.3 - Geometria em Ω . Aberrações geométricas de excentricidade no nível panturrilha de espelhos, importante para comprimentos de onda curtos (o mais desviado).

Essas aberrações aparecem porque a rede não é oposta ao espelho cilíndrico ³, conforme mostrado esquematicamente na figura II.4 na página seguinte. Os diferentes raios que resultado de ver diferentes raios efetivos de curvatura: os comprimentos de onda menos desviado verá uma distância focal mais longa, quanto mais desviada, uma distância focal mais curta.

Isso tem duas consequências principais:

1. O par de espelhos cilíndricos se comporta como um telescópio diferente para cada comprimento de onda. Teremos, portanto, uma geometria e uma divergência na saída da linha diferente para cada componente espectral.
2. Os diferentes componentes espectrais não estarão todos focados no plano de Fourier da linha. Isso deteriora a resolução do dispositivo e cria pares espaço-temporal.

² Cada componente espectral tem uma divergência diferente: acoplamento espaço-espectral.

³ Mais precisamente porque os raios incidentes vêm de um ponto que não pertence ao plano vertical simetria de espelho.

FIG. II.4 - Aberrações excêntricas em espelhos cilíndricos. O diferente comprimentos de onda alugados vêm diferentes distâncias focais efetivas e não estão focados no plano de Fourier (PF).

A geometria em forma de S [49, 83, 38, 40] (ver figura II.5) é uma evolução da geometria anterior tendendo a reduzir o efeito de aberrações excêntricas. A ideia é equilibrar as aberrações do primeiro e do segundo espelho: um comprimento de onda passando por forte as aberrações no primeiro sofrerão as mais fracas no segundo e vice-versa. Nisso Nesse caso, a geometria do feixe de saída depende do comprimento de onda ⁴.

FIG. II.5 - Geometria em S. Aberrações geométricas de excentricidade ao nível espelhos de pele de bezerro, distribuídos em diferentes comprimentos de onda.

II.2.1.3 Geometria T

Para evitar qualquer aberração excêntrica, a geometria T [85] pode ser escolhida. Como pode ser visto na figura II.6 na página oposta, apresentamos um espelho dobrável a 45° entre a grade e o espelho cilíndrico para ter uma incidência no eixo. Esta geometria é simétrica, por isso é fácil de ajustar. Por outro lado, os espelhos dobráveis complicam o dispositivo e adicione graus de liberdade para ajustar.

Além disso, os espelhos cilíndricos são colocados mais altos do que os outros elementos. Portanto, é necessário alterar a altura da viga, seja no nível das redes, seja no nível dos espelhos retrovisores. Seja qual for a opção escolhida, apresentaremos uma inclinação do pontos focais no plano de Fourier.

⁴ Cada comprimento de onda vê um telescópio cilíndrico confocal com uma ampliação diferente.

FIG. II.6 - Geometria T. Sem aberrações excêntricas. Inclinação de pontos focais devido à rede ou ao espelho dobrável.

Na verdade, os diferentes componentes não fazem caminhos do mesmo comprimento após o espelho dobrável: se o feixe é levantado usando este espelho, os componentes espectrais vai pousar no espelho cilíndrico em diferentes alturas. Da mesma forma, se mudarmos o altura ao nível da grade, os diferentes comprimentos de onda são difratados em um plano não horizontal, mas oblíquo (ver Figura II.7).

FIG. II.7 - Incidência não horizontal na rede de difração. A viga difratado é oblíquo.

Em qualquer caso, muda a maneira como os diferentes comprimentos de onda são disperso e focado no plano de Fourier. Dois cenários surgem, dependendo de a orientação escolhida para o espelho cilíndrico que colima o feixe difratado e focaliza os diferentes componentes espectrais:

- A obliquidade do feixe incidente não é considerada e o espelho do cilindro é ajustado. drique de modo que seu eixo de revolução seja vertical. Neste caso, apenas a dispersão no plano horizontal é compensado. Pontos focais de diferentes comprimentos onda são então verticais e distribuídas ao longo de um eixo oblíquo no plano de Fourier, conforme mostrado na Figura II.8 na página seguinte. Ao sair da linha, faça Esta água tem uma forma e divergência diferentes ao longo do eixo horizontal e do eixo vertical. Além disso, o desvio de frequência ao longo do eixo vertical introduzido pela rede não é

Y

X

z

FIG. II.8 - Inclinação dos pontos focais no plano de Fourier. Caso de um inclinação na rede de difração não compensada pelos espelhos cilíndrico.

compensado: o pulso de saída tem um desvio de frequência espacial, que apresenta muitos problemas.

- O espelho cilíndrico é girado de forma que seu eixo seja ortogonal ao plano de difração. Isso torna possível recolimar bem o feixe, compensando o desvio de frequência espacial ao longo dos dois eixos. No plano de Fourier, os pontos focais são todos dias espalhados em um eixo oblíquo, mas agora estão inclinados, assim é mostrado esquematicamente na figura II.9. O maior problema neste caso é que o mesmo

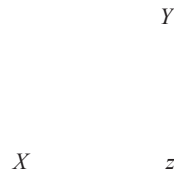


FIG. II.9 - Inclinação de pontos focais no plano de Fourier. Caso de inclinação na grade de difração compensada pelos espelhos cilíndrico.

comprimento de onda é espalhado por vários pixels devido à inclinação do eixo de dispersão. Isso tende a reduzir o limite de resolução espectral do modelador. Um pode no entanto, resolver esse problema girando a máscara no plano de Fourier para faça com que os eixos de dispersão dos pixels e os comprimentos de onda coincidam. Então temos um feixe de saída livre de aberrações, mas a construção e o alinhamento de a linha é mais complexa.

II.2.2 Geometria retida: geometria X

Para evitar aberrações excêntricas e a inclinação de pontos focais, a geometria a ser usada deve verificar as seguintes condições ⁵:

⁵ Essas condições são suficientes, mas certamente não necessárias.

- A rede (ou sua imagem por um possível espelho substituto) deve estar localizada no plano vertical de simetria do espelho cilíndrico.
- O impacto na rede deve ser no plano ortogonal às linhas da rede:

não deve haver um "ângulo vertical".

- Um espelho reserva colocado entre a matriz e o espelho cilíndrico não deve mudar tanto a inclinação da viga em relação à horizontal quanto sua direção no plano horizontal. Em outras palavras, o feixe pode ser desviado horizontalmente ou verticalmente, mas não ambos ao mesmo tempo.

A primeira condição evita aberrações excêntricas, as próximas duas a inclinação pontos focais no plano de Fourier.

A geometria que retemos [83, 35] para o nosso modelador é esquematizada na figura II.10. Não apresenta nenhuma aberração excêntrica ou inclinação das manchas. distâncias focais. Sua estrutura é muito semelhante à da geometria anterior, exceto que os espelhos dobráveis estão voltados para os espelhos cilíndricos. É essa diferença que torna possível livrar-se da inclinação dos pontos focais.

O arranjo particular dos feixes de entrada e saída permite que eles passem por um diafragma comum, o que é extremamente conveniente para o alinhamento.

FIG. II.10 - Geometria em X. Sem aberração excêntrica ou inclinada som no plano de Fourier. Alinhamento facilitado por cruzamento feixes de entrada e saída.

II.2.3 Possíveis evoluções

Todas as geometrias apresentadas aqui podem ser modificadas para obter um sistema mais compacto. Na verdade, é possível colocar um espelho após a máscara ⁶ e não usar de meia linha [35].

Esta configuração oferece duas vantagens principais:

- uma redução significativa no congestionamento e no custo da linha (uma única rede, um único espelho cilíndrico).
- maior facilidade de alinhamento. Em particular, é difícil com a linha completo para ter ângulos idênticos nas duas redes, embora isso seja essencial para a qualidade do feixe de saída ⁷. Com a linha dobrada, essa dificuldade desaparece porque existe apenas uma rede.

⁶ Algumas empresas ainda oferecem máscaras de fase / amplitude com um lado refletivo (tratamento metálico ou dielétrico).

⁷ Se os ângulos forem diferentes, a dispersão angular da primeira rede não é perfeitamente compensada pelo segundo e o feixe de saída exibe um desvio de frequência espacial ("chirp espacial" em inglês).

Por outro lado, requer o uso da máscara em dupla passagem, o que não é sempre uma vantagem porque divide sua dinâmica. Na verdade, a tensão com exigindo que a mudança de fase seja digitalizada e o menor incremento de fase corresponde a um dígito de tensão: na passagem dupla é duas vezes maior que na passagem única. O A figura II.11 compara a linha de dispersão zero completa com sua versão dobrada.

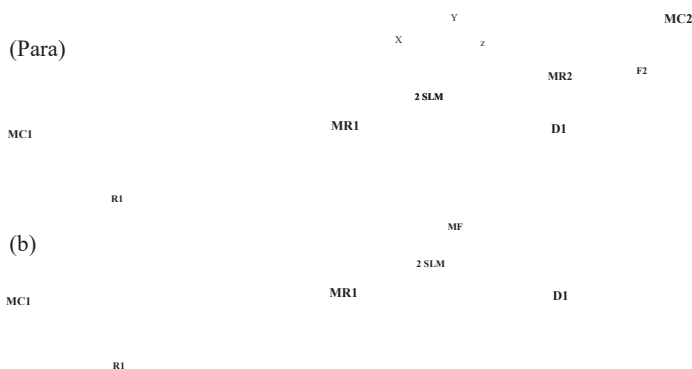


FIG. II.11 - Linha de dispersão zero utilizada em laboratório (a) e sua versão dobrada (b). Na versão dobrada, um espelho MF é colocado após a máscara SLM. O alinhamento é simplificado e a máscara é usada em passagem dupla.

II.3 Escolha de máscara

II.3.1 Possíveis máscaras

Atualmente, existe uma ampla gama de máscaras possíveis. Eles oferecem características muito diferentes e tudo depende do tipo de uso que você deseja fazer. Ao projetar nosso moldador, tínhamos um objetivo simples: controlar ambos fase e amplitude com alta resolução e energia por saída de pulso relativamente alto.

Esta lente elimina desde o início as máscaras bidimensionais (alguns espelhos deformáveis, válvulas ópticas e visores de cristal líquido). Na verdade, a segunda dimensão não nos serve e essas máscaras controlam apenas a fase. Por outro lado, eles podem se mostrar muito útil para o controle espaço-temporal de impulsos [76]. Também parece possível fase de controle e amplitude, mas esta é uma técnica que acaba de ser demonstrada e que ainda não é utilizável de forma eficaz [75].

Resta escolher entre as máscaras unidimensionais: tiras de cristal líquido (LC para Cristal Líquido), moduladores transversais acústico-ópticos (AOM para Acusto-Moduladores ópticos), espelhos de membrana deformáveis (LMDM para membrana linear Espelhos deformáveis) e espelhos deformáveis micro-usinados (MEMM para MicroElectro-Espelhos mecânicos) desenvolvidos muito recentemente. A Tabela II.1 na página oposta compara o principais características dessas diferentes máscaras. Apenas cristal líquido (LC) e

Moduladores acústico-ópticos (AOM) oferecem alta resolução (ou seja, um grande número de parâmetros de controle). Os moduladores acústico-ópticos, por outro lado, têm um rendimento bastante baixo e requerem a construção de uma linha $\approx 4f$ específica. Além disso, eles só pode ser usado de forma eficaz com lasers com taxas de repetição mais baixas. rindo de MHz. Eles não podem, portanto, ser usados em nosso oscilador (ver parte I.1 página 6). Então, optamos por máscaras de cristal líquido que oferecem melhor eficiência e não impõe qualquer restrição à taxa de repetição do laser em forma.

	LC	AOM	MEMM	LMDM
Configurações ao controle	128, 640	≈ 1000	240	19
Pixelizada?	sim	não	sim	não
Abertura (mm ²)	13x5, 64x10	?	3x3	11x39
Atualizar sement (Hz)	10	> 1000	≈ 1000	5000
Ao controle	ampli-estude Estágio	ampli-estude Estágio	Estágio	Estágio
Rendimento em 800 nm	> 70%	$\approx 30\%$	$\approx 80\%$	$\approx 80\%$
Energia em entrada (μJ)	> 300	?	2	<2
Alcance espectral (nm)	430-1600	600-900?	200-900	550-1000, 266, 350
Principal limitação	pixelisa-ção	baixa eficiência	tecnologia muito recente	resolução baixo

Aba. II.1 - Comparação das diferentes máscaras espaciais unidimensionais.

Quando projetamos nosso modelador, havia poucas máscaras de cristal líquidos que podem ser usados para fazer um modelador. A empresa CRI ofereceu máscaras controlando fase e amplitude em 128 pixels. Na verdade, são duas barras de 128 pixels colados no mesmo substrato de vidro. A empresa Jenoptik ofereceu máscaras simples controlando apenas a fase, mas em 640 pixels. Em nossa pesquisa alta resolução em fase e amplitude, optamos por uma solução híbrida: combinamos duas máscaras Jenoptik para poder controlar a fase e a amplitude

⁸ O modulador ótico-acústico desvia o feixe e, portanto, é necessário deslocar a segunda metade da linha $4f$ em comparação com o eixo de propagação livre. Isso torna a construção e o alinhamento mais delicados do que com o cristal líquido mascara e introduz aberrações.

640 pixels [35]. Essas máscaras são descritas em detalhes na referência [49]. Não vamos dar aqui que as características essenciais.

Seguindo nossa demonstração, a empresa Jenoptik desenvolveu uma máscara dupla propondo camada que permite o controle da fase e da amplitude em 640 pixels. Desde pouco, a empresa CRI oferece um produto semelhante. Até onde sabemos, não há experiência na atualidade demonstrando as possibilidades dessas novas máscaras.

II.3.2 Máscara dupla de cristal líquido

As duas máscaras que usamos consistem em uma camada fina ($9\ \mu\text{m}$) de cristais líquidos do tipo nemático presos entre dois substratos de vidro. Um dos substratos suporte 640 eletrodos de óxido de estanho e índio (ITO para Óxido de Índio e Estanho) permitindo que uma voltagem diferente seja aplicada a cada um dos pixels. O outro substrato carrega um único eletrodo ITO cobrindo toda a superfície e servindo como aterramento. Os pixels são $10\ \text{mm}$ de altura por $97\ \mu\text{m}$ de largura e são separados por interstícios ("lacunas") de $3\ \mu\text{m}$ (veja a figura II.12). A área ativa é de $10\ \text{mm}$ por $64\ \text{mm}$.

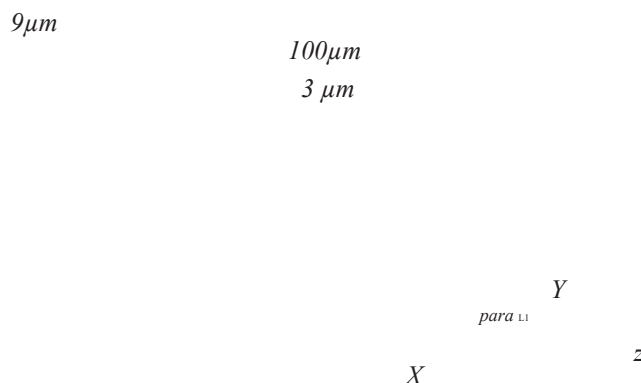


FIG. II.12 - máscara de cristal líquido de 640 pixels usada no shaper.

Os cristais líquidos nemáticos usados têm um formato de haste que é orientado paralelo aos substratos na ausência de tensão, como mostrado no topo na figura II.13 na próxima página. Sua direção de ancoragem é imposta ao escovar o eletrodos (vetor \vec{a}_{LI}). Os cristais exibem anisotropia dielétrica e giram quando uma tensão é aplicada entre o eletrodo de um pixel e o solo (veja a parte inferior do figura II.13). Isso muda o caminho óptico visto por uma onda polarizada ao longo do eixo da âncora \vec{a}_{LI} . Combinando duas máscaras agindo em polarizações diferentes e usando um polarizador, é possível controlar a fase e a amplitude ao nível de cada pixel do máscara dupla.

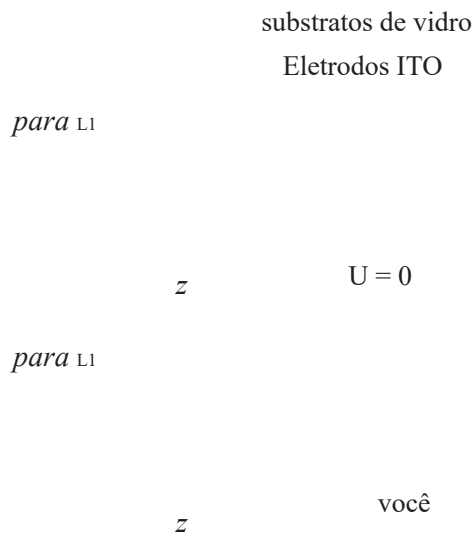


FIG. II.13 - Rotação de cristais líquidos por aplicação de voltagem. a mudanças de caminho óptico.

II.4 Dimensionamento

Agora que a máscara foi escolhida, temos que dimensionar os diferentes elementos da linha de dispersão zero, nomeadamente matrizes e espelhos. É um passo essencial para obter um moldador que atenda aos nossos requisitos. Para conseguir isso, precisamos levar em consideração um grande número de parâmetros:

- As dimensões da máscara; em particular o tamanho da área ativa, mas também a dos pixels e interstícios.
- As propriedades espectrais do pulso a ser moldado, ou seja, comprimento de onda largura central e espectral.
- As dimensões espaciais e a energia desses mesmos impulsos.
- Os objetivos que estabelecemos para o nosso fabricante: um alto nível de determinação espectral.

Veremos primeiro como resumir o problema de dimensionamento. no caso geral, a algumas equações simples e alguns parâmetros relevantes. Nós em seguida, aplique isso ao caso específico do nosso modelador.

II.4.1 Parâmetros relevantes

Nosso objetivo é obter a melhor resolução espectral para o nosso shaper. Devemos, portanto, espalhar o máximo possível o espectro dos pulsos a serem moldados no máscara de cristal líquido, sem porém truncá-la. Em primeiro lugar, devemos portanto, determine a dispersão introduzida pela rede.

Chamamos de λ_0 e $\Delta\lambda_L$ o comprimento de onda central e a largura espectral no meio

altura em intensidade (FWHM) dos pulsos. Esses pulsos chegam na rede com um ângulo de incidência θ_i . Denotamos por θ_{d0} o ângulo de difração para λ_0 e $\Delta\theta_d$ a separação angular correspondendo a $\Delta\lambda_L$. Supõe-se que os ângulos de incidência e difração são próximos do ângulo de Littrow em λ_0 . O passo da grade é denotado por d , a distância focal da lente, f e o largura da máscara L . A Figura II.14 resume essas notações e apresenta um diagrama simplificado da situação (o espelho cilíndrico é substituído por uma lente por conveniência).

PF

FIG. II.14 - Determinação da propagação espacial do espectro dos pulsos.

As propriedades básicas das redes nos permitem escrever:

$$\frac{\Delta\theta_d}{\Delta\lambda_L} = \frac{1}{d \cos(\theta_{d0})} \quad (\text{II.1})$$

Conforme mostrado na figura II.14, ao nível da lente, obtemos uma distribuição espacial ΔL :

$$\Delta L = f \tan(\Delta\theta_d) = f \tan\left(\frac{\Delta\lambda_L}{d \cos(\theta_{d0})}\right) \quad (\text{II.2})$$

A grade estando no plano focal do objeto da lente, esta última alcança a dispersão angular e encontra-se o spread ΔL ao nível da máscara (no plano de Fourier PF).

Para evitar truncar o espectro, ΔL deve ser da ordem de um terço de L .

Isso equivale a dizer que a máscara deve ter uma largura espectral $\Delta\lambda_M$ três vezes mais maior do que o impulso de entrar em forma. Este fator três torna possível ter um intensidade espectral nas bordas da máscara inferior a 0,2% da intensidade máxima. O largura espectral da máscara pode ser expressa em função da lente e da rede escolhida:

$$\Delta\lambda_M = \arctan\left(\frac{A}{f} d \cos(\theta_{d0})\right) \quad (\text{II.3})$$

Podemos, assim, obter a rede lente permitindo que os casais a terem $\Delta\lambda_M \approx 3\Delta\lambda_L$. Isto Obviamente, existe um infinito, mas destes apenas alguns servirão.

Na verdade, esses casais devem responder a uma segunda restrição para obter uma grande resolução. Isso diz respeito ao tamanho dos pontos focais no nível da máscara. Cada

comprimento de onda do pulso de entrada fornece uma imagem no nível da máscara, cujo tamanho deve ser comparável ao dos pixels da máscara. Na verdade, se essas imagens forem muito grande em comparação com os pixels, perderemos a resolução porque o mesmo comprimento de onda

II.4. TAMANHO

29

será espalhado por um grande número de pixels. Por outro lado, devemos evitar imagens que são muito pitted porque aumenta o efeito dos interstícios. Para explicar essa restrição, supomos que o pulso tem um perfil espacial gaussiano ao nível da rede e denotamos Δx a largura a meio caminho em intensidade deste perfil. Podemos então mostrar que os pontos focais têm um Perfil gaussiano de largura a meia altura ΔX dado por [86] 9 :

$$\Delta X = \frac{2 \ln(2) \lambda_0 f \cos(\theta_i)}{\pi \Delta x \cos(\theta_{d0})} \quad (\text{II.4})$$

Portanto, precisamos encontrar um par de grade de lente (grade de espelho, na verdade!) O que permite ter a distribuição certa $\Delta \lambda_L \approx \Delta \lambda_M / 3$ e o tamanho certo para os pontos focais $\Delta X \approx l / 3$ onde l é a distância entre dois pixels.

II.4.2 Aplicação específica

No caso particular do nosso formador, os pulsos têm uma largura espectral $\Delta \lambda_L = 10$ nm e um comprimento de onda central $\lambda_0 = 795$ nm. O diâmetro do feixe de laser é $\Delta x = 2,3$ mm. A máscara tem uma largura $L = 64$ mm e uma distância inter-pixel de $l = 100$ μm (pixel de 97 μm e lacuna de 3 μm).

Portanto, precisamos encontrar um par (f, d) para o qual a banda espectral correspondente na máscara $\Delta \lambda_M$ será da ordem de 30 nm e a largura dos pontos focais ΔX da ordem de 30 μm . Os espelhos cilíndricos que podem ser usados têm distâncias focais entre 200 mm e 800 mm. Para distâncias focais mais curtas, aberrações esféricas aparecem e a área de Rayleigh torna-se muito curta. Grandes distâncias focais são difíceis de alcançável com nivelamento suficiente e aumentar consideravelmente o tamanho do dispositivo.

Da mesma forma, existem apenas cerca de dez densidades para redes eficazes em 795 nm. linhas possíveis entre 300 e 2400 linhas por milímetro.

A Figura II.15 na página seguinte apresenta o resultado das simulações realizadas tomando em conta essas restrições. Escolhemos para esses cálculos um ângulo de incidência θ_i também o mais próximo possível do ângulo de Littrow θ_l , permitindo separar angularmente o feixe incidente e o feixe difratado ($\theta_i = \theta_l + 10^\circ$). A evolução da banda espectral de máscara $\Delta \lambda_M$ (parte superior, em nm) e o tamanho dos pontos focais ΔX (parte inferior, em μm) é aí representado em função da distância focal dos espelhos e da densidade das linhas redes.

Como pode ser visto, as condições na banda espectral ao nível do máscara são verificados apenas em uma área bastante estreita. O tamanho dos pontos focais aparece menos crítico. Ao cruzar esses resultados com os espelhos e redes disponíveis, finalmente mantivemos redes de 2.000 linhas por milímetro e espelhos

cilindrico com uma distância focal de 600 mm (figura II.15, linhas pretas).
 A tabela II.4.2 na página seguinte resume as características máscaras para os diferentes constituindo rendas de nosso formador.

⁹ Esta largura é dada por um cálculo simples da ótica gaussiana à qual devemos aplicar um fator de ampliação devido à rede.

CAPÍTULO II. MOLDADOR DE CRISTAL LÍQUIDO

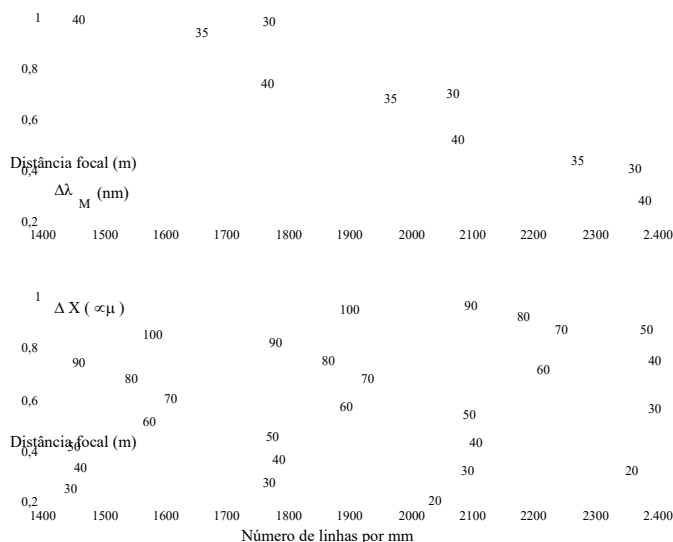


FIG. II.15 - Banda espectral em nm (topo) e largura do ponto focal em μm (inferior) no nível da máscara, dependendo da distância focal e densidade de linhas. Os segmentos pretos indicam o torque (espelho, rede) finalmente escolhida.

Elemento	Características
Máscaras	Máscaras de 2 fases, 640 pixels, área ativa de 64 mm
Espelhos cilíndricos,	distância focal 600 mm, tratados com prata
Redes	2.000 linhas / mm, tratado com ouro, alta energia

Aba. II.2 - Características dos diferentes elementos que constituem o modelador.

II.5 Construção e alinhamento da linha

Alinhar a linha de dispersão zero ao redor da máscara é uma etapa muito importante. crítico. Na verdade, como o próprio nome sugere, esta linha não deve apresentar qualquer dispersão ou distorção nos pulsos de entrada, embora contenha elementos ex-

redes extremamente dispersivas. Esta linha é na verdade um compressor de rede de compressão zero e, portanto, requer a mesma atenção ao ajustar. Em parte-é crucial ter exatamente os mesmos ângulos nas redes de entrada e saída caso contrário, os pulsos de saída exibirão uma forte variação de frequência espacial bem como uma fase espectral cúbica. Da mesma forma, as quatro distâncias f entre as redes, espelhos cilíndricos e o plano de Fourier devem ser observados. Qualquer desvio introduzido uma grande fase quadrática e também pode levar a deformações espaciais do feixe. Para obter mais detalhes sobre os efeitos de desalinhamento da linha de dispersão zero consulte a referência [87]. O alinhamento da linha de dispersão zero se divide em

Página 40

II.5. CONSTRUÇÃO DE LINHA E ALINHAMENTO

31

quatro etapas que descreveremos aqui. O primeiro é o alinhamento do telescópio formado pelo par de espelhos cilíndricos (MC1 e MC2, ver figura II.16). O segundo é o cenário orientação e ângulos de incidência na rede (R1). Então vem a adição da rede R2. Finalmente, inserimos os espelhos de fallback (MR1 e MR2).



FIG. II.16 - Diagrama da linha de dispersão zero.

II.5.1 telescópio cilíndrico

Primeiro colocamos os dois espelhos cilíndricos a uma distância $2f$ um do outro. Os suportes dos dois espelhos devem permitir o ajuste fino de todos os graus de rotação bem como uma translação ao longo do eixo da linha de dispersão zero. É importante identificar claramente o eixo escolhido para propagação na linha de dispersão zero.

Um feixe de grande diâmetro θ_0 , perfeitamente colimado, é então passado através do telescópio formado pelos dois espelhos (ver figura II.17). É muito importante ter um feixe bem colimado e atacar o telescópio no eixo da linha para evitar qualquer aberração excêntrica. Se esses cuidados forem tomados, podemos usar as deformações do perfil na saída do telescópio para ajustar o último.



FIG. II.17 - Alinhamento de espelhos cilíndricos utilizando um feixe de grande diâmetro. Para maior clareza, um ângulo foi introduzido entre o feixe incidente e o eixo da linha. Na realidade, este ângulo deve ser zero.

Na verdade, o perfil de saída permanece circular apenas se a distância e orientação relativo dos dois espelhos estão perfeitamente ajustados. Obviamente, deve-se tomar cuidado primeiro, que o feixe de saída sempre segue o eixo da linha. Então usamos, as seguintes regras, iterativamente, para corrigir o perfil do feixe:

¹⁰ Um laser HeNe, com diâmetro ampliado para 1 cm, pode fazer o truque muito bem.

Página 41

32

CAPÍTULO II. MOLDADOR DE CRISTAL LÍQUIDO

- Se o perfil for deformado de acordo com a distância de observação tomando formas de elipses inclinadas é que os eixos de revolução dos dois cilindros não são paralelos. Em seguida, é necessário girar um dos dois espelhos sobre si mesmo.
- Se o feixe diverge no plano horizontal, a distância deve ser aumentada entre os dois espelhos. Se convergir, deve ser reduzido.

Depois que essas configurações forem feitas, você normalmente só deve tocar em um grau de liberdade dos espelhos cilíndricos: a inclinação em relação à vertical (a fim de ajustar a altura do feixe refletido). É importante observar a posição do plano de simetria deste telescópio: corresponde ao plano de Fourier (PF) onde colocaremos a máscara cristal líquido.

II.5.2 Rede de entrada

Para poder ajustar as redes, devemos ter uma viga centrada no comprimento onda central λ_0 dos pulsos a serem formados. É mais fácil trabalhar com um feixe monocromático neste comprimento de onda ¹¹. Vamos supor que este é o caso. No entanto, é possível trabalhar diretamente com os impulsos a serem colocados em Formato. Nesse caso, os alinhamentos podem ser feitos com a ponta de um espectrômetro. fibra (sem esfera integradora): permite discriminar λ_0 no meio do ponto de difração.

Já para os espelhos cilíndricos, os suportes das redes devem permitir ajustar todos os graus de liberdade, em particular a rotação da rede ao redor é normal. Você também precisa de uma rotação graduada e micrométrica para a rotação ao redor eixo z (vertical).

Duas configurações devem ser feitas na rede de entrada. Em primeiro lugar, você deve ter certeza de que as linhas da grade são verticais de modo que a difração de um feixe horizontal não causa um feixe difratado oblíquo (ver parte II.2.1.3 página 20). Então você tem que ajustar a incidência na rede para retornar o comprimento de onda central λ_0 no eixo de

linha. Colocamos o mais precisamente possível a rede R1, bem como dois diafragmas D0 e D1 que definem o feixe de entrada na linha ¹² (ver figura II.18 na próxima página). a o diafragma D0 deve estar no plano de Fourier porque também será usado para alinhamento do feixe de saída.

A orientação das linhas da rede é então ajustada. Para isso, começamos por veja a ordem 0 na auto-animação. Então ligamos a rede para enviar agora ordem 1. Sua altura é ajustada girando a rede em torno de seu normal. Repetimos isso procedimento até que converge.

O ângulo de incidência na rede é então ajustado girando o último até o comprimento de onda central é difratado no eixo da linha. Observe de que ângulo filmamos porque teremos que usar o mesmo ângulo para R2.

¹¹ A 800 nm, por exemplo, um oscilador pode ser usado em modo contínuo.

¹² O ângulo entre o feixe de entrada e o eixo da linha deve corresponder à diferença entre o ângulo de incidência escolhida e o ângulo difratado correspondente.

II.5. CONSTRUÇÃO DE LINHA E ALINHAMENTO

33



FIG. II.18 - Alinhamento da primeira rede. O comprimento de onda central deve ser difratado no eixo da linha.

II.5.3 Rede de saída

Agora ajustamos a segunda rede (R2). É colocado tão precisamente quanto possível na linha (ver figura II.19) e o feixe difratado pelo primeiro rede para alinhamento. O procedimento é bastante semelhante ao usado para o primeira rede. É essencial que os ângulos para R1 e R2 sejam iguais para evitar para introduzir uma fase espectral cúbica e um desvio de frequência espacial. Se tudo for vai bem, devemos então enviar o feixe de saída para o diafragma D0.



FIG. II.19 - Alinhamento da segunda rede. Usamos o feixe difratado pela primeira rede.

II.5.4 Espelhos dobráveis

Para finalizar a construção da linha de dispersão zero, resta inserir os dois espelhos dobráveis MR1 e MR2 (consulte a figura II.20 na próxima página). meios de comunicação destes deve permitir uma translação fina no eixo da linha. Nós os colocamos de modo a haver uma distância f entre a grade e o espelho cilíndrico. Nós então ajustamos a inclinação dos espelhos dobráveis e dos espelhos cilíndricos para realçar o feixe da linha pelo diafragma D0.

Para ajustar com precisão a posição dos espelhos retrovisores, passamos pela linha de pulsos perfeitamente comprimidos e a duração dos pulsos de saída é medida. Em movendo os espelhos dobráveis, deve ser possível obter pulsos quase tão curtos do que a entrada. Deve-se ter cuidado para mover os dois espelhos simetricamente.

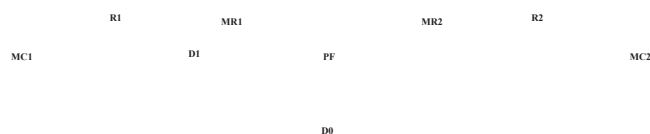


FIG. II.20 - Linha completa após inserção dos espelhos retrovisores.

II.6 Posicionamento da máscara e polarizadores

Estando a linha perfeitamente alinhada, agora é necessário colocar a máscara no plano de Fourier. Normalmente, isso não apresenta nenhuma dificuldade particular. A máscara de cristal líquidos tendem a alongar ligeiramente o caminho óptico entre os espelhos cilíndricos. Nós deve, portanto, observar um ligeiro aumento na duração dos pulsos na saída da linha. Isso é compensado reajustando os espelhos MR1 e MR2.

No caso do nosso shaper, a associação de duas máscaras de fase requer em além de uma etapa bastante delicada de alinhar uma máscara com a outra. É necessário primeiro garantir que as superfícies das duas máscaras estejam perfeitamente paralelas, que pode ser feito por auto-animação. É então necessário que os pixels das duas máscaras são verticais: isto é, devemos controlar a rotação das duas máscaras

em torno do eixo de propagação (eixo z na figura II.21 página 36). Para fazer isso, enviamos as duas máscaras um feixe de laser HeNe: cada máscara produz um padrão de difração que é horizontal para pixels verticais. Sobrepondo as duas figuras de difração, os pixels podem ser alinhados com uma precisão da ordem de 2 mrad. A última etapa é certifique-se de que os pixels das duas máscaras fiquem bem na frente um do outro: o deslocamento transversal (translação ao longo do eixo X na figura II.21) entre as duas máscaras deve ser zero, com uma precisão da ordem da largura de uma lacuna ($3 \mu\text{m}$). Checar isso, programamos a primeira máscara com uma fase de π nos primeiros 320 pixels e de 0 nas seguintes. A segunda máscara tem uma programação reversa: 0 de 320 primeiros pixels e depois π . Se o deslocamento lateral é zero, esta programação dá transmissão zero (como será demonstrado mais tarde). Caso contrário, observamos uma banda luminoso cuja largura é proporcional ao deslocamento transversal. Traduzindo um dos duas máscaras para cancelar esta banda, alinhamos os pixels com a precisão necessária. Este é apenas um breve resumo deste alinhamento, a referência [35] contém mais detalhes.

As novas máscaras de cristal líquido controlam fase e amplitude com um grande número de pixels evita esses problemas.

Para finalizar a construção do modelador, um polarizador é colocado na viga final e um no feixe de saída, ambos horizontais. São bastante essenciais operação correta do dispositivo, todos os cálculos na Parte II.7.1.2 página 36 com base em em polarizações bem definidas na entrada e na saída da linha.

Para poder usar o modelador corretamente, há duas calibrações a serem feitas:

II.7. CALIBRAÇÃO DE DESFASAGEM

35

- Em primeiro lugar, você precisa saber a voltagem a ser aplicada a um determinado pixel para y introduzir uma dada mudança de fase. Portanto, é necessário determinar a fase ϕ introduzida por um pixel em função da voltagem U que é aplicada a ele e do comprimento de onda incidente λ .
- Então, para usar a máscara de cristal líquido como uma máscara espectral, você a dispersão no plano de Fourier deve ser determinada. Isso torna possível saber quais pixel atua em qual componente espectral.

Essas duas calibrações, muitas vezes mal feitas, são essenciais para o funcionamento correto do shaper. Eles são descritos em detalhes nas próximas duas partes.

II.7 Calibração de deslocamento de fase

Para executar layouts específicos usando as duas máscaras de fase colocadas na linha 4f, aplicamos tensões fornecidas a cada um dos 1280 pixels (2×640).

Ainda não explicamos a ligação entre a tensão que aplicamos ao nível de um pixel e a mudança de fase introduzida por ele. Vamos detalhar isso em um primeira subparte e veremos que esta mudança de fase é uma função do comprimento de onda incidente. A seguir, veremos como simplificar o problema de calibração. Então nós irá apresentar duas técnicas de calibração que permitem medir experimentalmente o

II.7.1 Operação de máscara

II.7.1.1 Geral e notações

Denotamos para toda a sequência z a direção de propagação da luz, que é normal às faces das matrizes de cristal líquido, X a direção na qual os pixels saem e Y a direção de orientação de cada pixel (ver Figura II.21 próxima página). As direções de ancoragem (ver parte II.3.2 página 26) de cristais líquidos são anotados L_1 para a primeira barra e L_2 para o segundo. Em cada barra, os pixels se comportam como placas de onda controladas por voltagem com todas as mesmas linhas neutras. Para um comprimento de onda λ_0 , o deslocamento de fase ϕ introduzido pela placa que vale a pena

$$\phi(\lambda_0, U) = \frac{2\pi\Delta n(\lambda_0, U) e_{CL}}{\lambda_0} \tag{II.5}$$

onde $\Delta n(\lambda_0, U)$ é a diferença entre os índices do eixo lento e do eixo rápido, U a tensão aplicada e e_{CL} a espessura do cristal líquido.

O eixo lento de cada barra corresponde à direção de ancoragem dos cristais líquidos ou L_1 para o primeiro e L_2 para o segundo. Notamos R_1 e R_2 os eixos rápidos de duas barras (consulte a figura II.22 na próxima página). O design das barras é tal que o eixo lento do primeiro é inclinado em $+45^\circ$ e o do segundo em -45° em comparação com X . Então nós temos :

$$\vec{a}_{L1} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix} \quad \vec{a}_{L2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} X \\ -Y \end{pmatrix} \tag{II.6}$$

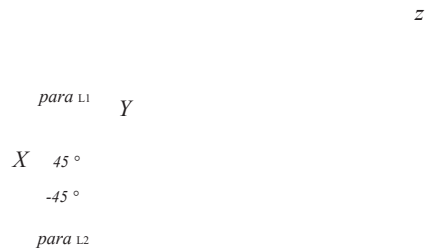


FIG. II.21 - Duas matrizes de cristal líquido em fase constituindo o máscara do nosso formador.

$$\begin{array}{ccc}
 & Y & Y \\
 \text{para } L1 & & \text{para } R1 & \text{para } R2 \\
 & & z & X \\
 X + 45^\circ & & & -45^\circ \\
 & & & \text{para } L2
 \end{array}$$

FIG. II.22 - Eixos rápidos e lentos das duas matrizes de cristal líquido

II.7.1.2 Efeito das duas barras

Consideramos uma onda incidente \vec{E}_0 polarizado ao longo de $\rightarrow X$ e propagado ao longo de $\rightarrow z$ que vai cruzar as duas tiras de cristal líquido. Denotamos $\rightarrow E_1$ a onda saindo do segundo barrete. Estamos interessados aqui no efeito de um único pixel: não levamos em consideração a extensão da onda de acordo com $\rightarrow X$. Também denotamos por $\varphi_1(U_1)$ (respectivamente $\varphi_2(U_2)$) a mudança de fase introduzida pela primeira barra (respectivamente pela segunda). U_1 (respectivamente U_2) é o voltagem aplicada ao pixel da primeira faixa (respectivamente da segunda). O a dependência do comprimento de onda está implícita.

A onda incidente está escrita:

$$\vec{E}_0 = E_0 \rightarrow X = \frac{E_0}{\sqrt{2}} (-\vec{a}_{L1} - \vec{a}_{R1}) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} (-\vec{a}_{L2} + \vec{a}_{R2}) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} (-\vec{a}_{L1} + \vec{a}_{R2}) \quad (\text{II.7})$$

Levando em consideração as mudanças de fase introduzidas, temos na saída

$$\vec{E}_1 = \frac{E_0}{\sqrt{2}} (-\vec{a}_{L1} e^{i\varphi_1(U_1)} + \vec{a}_{R2} e^{i\varphi_2(U_2)}) \quad (\text{II.8})$$

II.7. CALIBRAÇÃO DE DESFASAGEM

37

que ainda pode ser reescrito:

$$\vec{E}_1 = \frac{E_0}{2} [-\rightarrow X (e^{i\varphi_1(U_1)} + e^{i\varphi_2(U_2)}) + \rightarrow Y (e^{i\varphi_1(U_1)} - e^{i\varphi_2(U_2)})] \quad (\text{II.9})$$

Finalmente, nós temos

$$\vec{E}_1 = E_0 \exp(i) \left[\frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2} \right] [-\rightarrow X \cos(\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}) + \rightarrow Y \sin(\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2})] \quad (\text{II.10})$$

a dependência da tensão das mudanças de fase sendo implícita a fim de tornar a expressão mais leve. Se nós para aí, realiza-se uma conformação em fase e em polarização da onda incidente

\vec{E}_0 .

Ao polarizar $\rightarrow E_1$ ao longo do eixo $\rightarrow X$, obtém-se na saída uma conformação em fase e em amplitude:

$$\rightarrow E_1 = \cos(\frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}) \cos(\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}) E_0 = B(U_1, U_2) E_0$$

$$E_1 \rightarrow X = \exp(i \dots) \quad (II.11)$$

onde B é a transmissão complexa associada às tensões aplicadas.

Em conclusão, para obter uma determinada formatação no nível de um pixel, com uma dada configuração do polarizador, há um único par de mudanças de fase (ϕ_1, ϕ_2), a mudança de fase sendo uma função monotônica da tensão aplicada, isso equivale a dizer que existe um único par de tensões (U_1, U_2).

II.7.1.3 Máscara introduzida pelas barras

Agora levamos em consideração a extensão das barras e o campo incidental. Eles são orientados de forma que o número de pixels n do primeiro seja na frente do pixel número n do segundo. A seguir, a associação será chamada de pixelização dos pixels das duas matrizes. Nós negligenciamos o interstício que separa cada pixel dos pixels vizinhos¹⁴. É assumido que um polarizador orientado ao longo de X é colocado na saída. Nós notamos $B_{(n)} = B_{(n)}(U_1^{(n)}, U_2^{(n)})$ a transmissão complexa no pixel número n . No depois disso, a dependência de voltagem estará implícita. O filtro espacial equivalente às duas barras retas está escrito:

$$M_X(X) = \sum_{n=-N/2}^{N/2-1} B_{(n)} \delta(X - nl) \otimes \text{rect}(X/l) \quad (II.12)$$

onde N é o número de pixels (pixel 0 estando no centro), X é a posição transversal em o plano de Fourier, l é a distância entre dois pixels vizinhos ($100 \mu\text{m}$), $\delta(u)$ representa o A função de Dirac e a função quadrada $\text{rect}(u)$ são definidas por:

$$\text{rect}(u) = \begin{cases} 1 & \text{if } |u| \leq 1/2, \\ 0 & \text{if } |u| > 1/2. \end{cases} \quad (II.13)$$

¹³ É sempre possível inverter os papéis desempenhados pelas duas barras ou adicionar um múltiplo de 2π para ϕ_1 ou ϕ_2 .

¹⁴ O principal efeito desses interstícios é a criação de uma rede periódica. Isso causa difração de a onda incidente e resulta no aparecimento de tremores secundários temporais, conforme explicado no parte II.9.2 página 47.

II.7.2 Simplifique para melhor calibração

Queremos mostrar aqui como podemos simplificar a calibração shift de fase. Na verdade, seria necessário com todo o rigor medir a mudança de fase introduzida por cada pixel de cada faixa (ou seja, 1280 pixels), para todas as voltagens possíveis (ele há 4096) e para os diferentes comprimentos de onda presentes no espectro do pulso. seção para formatar. Isso equivaleria a tomar mais de 5 milhões de medições para cada comprimento de onda que demoraria muito.

Podemos primeiro calibrar a mudança de fase para todos os pixels da mesma faixa. Na verdade, foi verificado experimentalmente que os pixels são relativamente homogêneos e agem da mesma maneira para tensões suficientemente altas

Alto. Só temos que trabalhar com as altas tensões para poder calibrar cada grampo de cabelo de uma etapa. Por outro lado, existem diferenças significativas de uma barra para o outro e teremos que calibrá-los de forma independente.

Em relação à dependência do comprimento de onda, veremos que pode calibrar em um determinado comprimento de onda e extrapolar esse resultado para outros comprimentos de onda.

Consideramos uma máscara monofásica. Isso equivale a remover o segundo (este que é viável em nosso caso), ou desligá-lo. Aplicamos a mesma tensão U para todos os pixels da máscara de fase.

Lembramos aqui a expressão da mudança de fase $\varphi(\lambda, U)$ introduzida (dada anteriormente em equação II.5 página 35):

$$\varphi(\lambda, U) = \frac{2\pi\Delta n(\lambda, U) e_{CL}}{\lambda} \quad (\text{II.14})$$

A diferença do índice $\Delta n(\lambda, U)$ pode ser escrita como

$$\Delta n(\lambda, U) = \Delta n(\lambda, 0) \cdot g(U) = \Delta n(\lambda) \cdot g(U) \quad (\text{II.15})$$

$\Delta n(\lambda)$ sendo a birrefringência do cristal líquido, função conhecida¹⁵ e $g(U)$ sendo determinar.

Podemos então escrever:

$$\varphi(U, \lambda) = \varphi(U, \lambda_{cal}) \frac{\lambda_{cal} \Delta n(\lambda)}{\lambda \Delta n(\lambda_{cal})} \quad (\text{II.16})$$

$\Delta n(\lambda)$ sendo conhecido, é suficiente medir o deslocamento de fase $\varphi(U, \lambda_{cal})$ como uma função do tensão U para um comprimento de onda λ_{cal} fixado para saber $\varphi(U, \lambda)$ para qualquer comprimento de onda e qualquer tensão.

II.7.3 Implementação experimental

Para medir a evolução do deslocamento de fase com a tensão, colocamos a máscara de fase entre dois polarizadores horizontais. Iluminamos tudo com um laser HeNe ($\lambda_{cal} = 632,8 \text{ nm}$) de grande diâmetro, conforme mostrado esquematicamente na figura II.23 da página seguinte. Nós iluminamos

¹⁵ Faz parte dos dados técnicos fornecidos com as matrizes de cristal líquido.

assim, um grande número de pixels e a mesma voltagem U é aplicada a todos os pixels do barrete. A intensidade transmitida é medida usando um eletrofotomultiplicador.



FIG. II.23 - Diagrama de princípio da calibração de deslocamento de fase em função de a tensão aplicada.

Obtém-se assim um sinal $S(\lambda_{cal}, U)$ que depende da tensão aplicada à barra. Ao simplificar a equação II.11 na página 37 para o caso de uma máscara monofásica, encontramos:

$$S(\lambda_{cal}, U) \propto [\cos(\frac{\phi(\lambda_{cal}, U)}{2})]^2 \quad (II.17)$$

Os sinais obtidos durante a calibração, normalizados para 1, são apresentados na figura II.24. A voltagem é representada lá em dígitos: a voltagem aplicada aos pixels varia entre 0 e 8 volts e é codificado em 12 bits, ou seja, 4096 níveis que chamamos de dígitos. A linha em linhas pontilhadas indica a tensão mínima que usaremos na prática (em torno 130 dígitos) por motivos que detalharemos mais tarde.

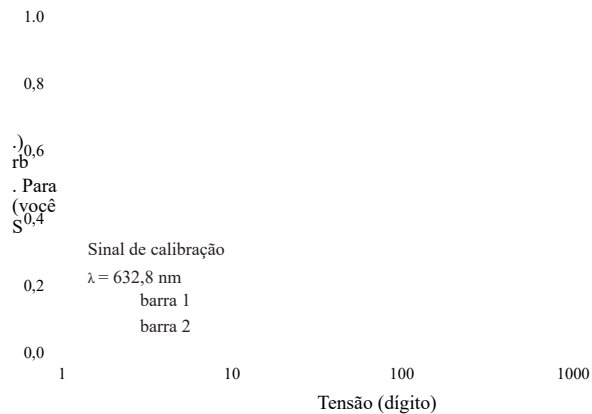


FIG. II.24 - Transmissão de matrizes de cristal líquido em 632,8 nm em função de tensão

Usando a equação II.17, podemos voltar à mudança de fase introduzida $\phi(U)$ para uma dada tensão U . A Figura II.25 na próxima página mostra a mudança de fase assim obtida para o

duas barras. Eles são, na verdade, curvas de ajuste que se reproduzem muito fielmente a evolução do deslocamento de fase em função da tensão, eliminando o ruído de medição. Os ajustes são da forma

$$\varphi(\lambda_{cal}, U) = e^{P(U)} + C \tag{II.18}$$

onde $P(x)$ é um polinômio de graus 9 e C uma constante.

Nós apenas reproduzimos a mudança de fase para altas tensões (maior que 130 dígitos aproximadamente) Na verdade, não é aconselhável usar tensões que são muito baixas porque a mudança de fase introduzida para uma dada tensão varia muito de um pixel para outro por causa de defeitos de superfície. Além disso, levando em consideração a relação não linear entre os tensão e fase, a sensibilidade da fase é muito baixa para baixas tensões (o declive de $\varphi(\lambda_{cal}, U)$ é muito forte para U fraco). Portanto, nos limitamos a um intervalo de tensões alto, garantindo que a mudança de fase pode ser controlada em um intervalo de 2π para todos os comprimentos de onda do espectro dos pulsos a serem modelados.

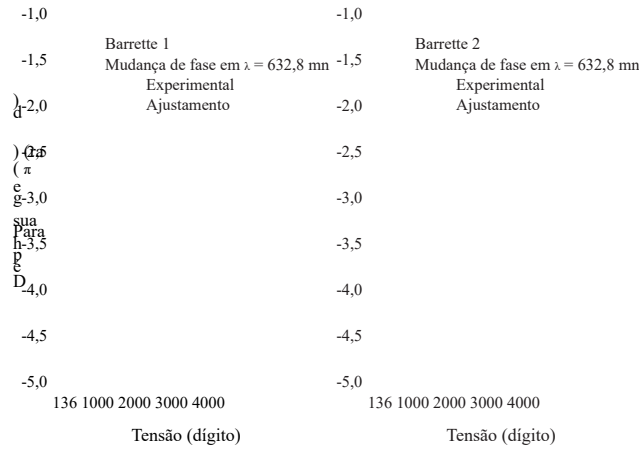


FIG. II.25 - Mudanças de fase introduzidas por matrizes de cristal líquido para uma onda incidente em 632,8 nm em função da voltagem aplicada.

II.7.4 Método melhor adaptado

O método de calibração apresentado acima tem algumas falhas e pode ser melhorado.

Em primeiro lugar, isso deve ser feito antes de introduzir a máscara na linha de dispersão nada. Para recalibrar a máscara com este método, ela teria que ser retirada da linha.

Em seguida, foi feito em um único comprimento de onda e dependência do comprimento de onda é deduzida de uma fórmula de ajuste fornecida com a máscara e não verificada.

Por último, mas não menos importante, a mudança de fase obtida a partir dos dados experimentais (figura II.25) por inversão da equação II.17 a página anterior apresenta falhas. Na verdade, o diferente

importante na mudança de fase perto dos extremos.

Desenvolvemos durante a tese outra técnica de calibração, bastante semelhante do anterior. Implementamos durante a construção de um shaper, em Equipe de Albert Stolow no Steacie Institute for Molecular Sciences. Ela serviu no calibração de uma máscara somente de fase a 128 pixels do CRI. Se liberta de falhas listadas acima. A ideia é calibrar a máscara dentro da própria linha com dispersão zero, como mostrado esquematicamente na Figura II.26. Colocamos antes da máscara (M), uma fenda (F) e depois, uma placa de onda (Lo), cujas linhas neutras estão alinhadas com aqueles da máscara. Ao traduzir a fenda, escolhemos o comprimento de onda de calibração entre aqueles presentes no espectro do impulso. A placa de onda introduzida como tem uma mudança de fase adicional que depende de sua inclinação em relação ao eixo de propagação da luz. Ajustando a inclinação da placa de onda, podemos mover a posição (em tensão) dos extremos.

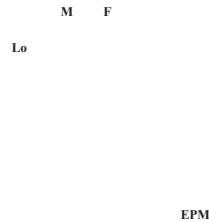


FIG. II.26 - Outro método de calibração de deslocamento de fase. Um slot F e um As placas de ondas Lo são introduzidas na linha 4f. Esta técnica foi implementado em Ottawa para calibrar uma máscara CRI de 128 pixels.

Obtemos, assim, para os diferentes comprimentos de onda λ , um conjunto de sinais de transmissão

$$S(\lambda, U, \varphi_{Lo}) \propto \left[\cos \left(\frac{\varphi(\lambda, U) + \varphi_{Lo}}{2} \right) \right]^2 \quad (\text{II.19})$$

onde φ_{Lo} é o deslocamento de fase adicionado pela placa de onda. A Figura II.27 na próxima página mostra uma série de sinais de transmissão para diferentes inclinações da placa de onda para um comprimento de onda de 795 nm. Como podemos ver, os extremos e, portanto, as zonas deformadas os méos se movem de acordo com a inclinação da placa de onda. Ao tratar essas curvas de transmissão como no método anterior (ou seja, invertendo a equação II.19), várias reconstruções da mudança de fase introduzida pela máscara são obtidas. Cada reconstrução é deslocada por um certo φ_{Lo} (que não precisa ser conhecido) e apresenta deformações em torno de diferentes tensões. Combinando todas essas reconstruções (para exemplo, calculando a média deles), obtemos uma reconstrução muito precisa da mudança de fase e livre das imperfeições apresentadas pelo método anterior.

¹⁶ Isso pode ser devido aos interstícios entre os pixels. Eles permitem que parte da onda passe sem introduzir a mudança de fase e a intensidade total resultam da interferência entre esses vazamentos e a fase da onda deslocada pelos pixels.

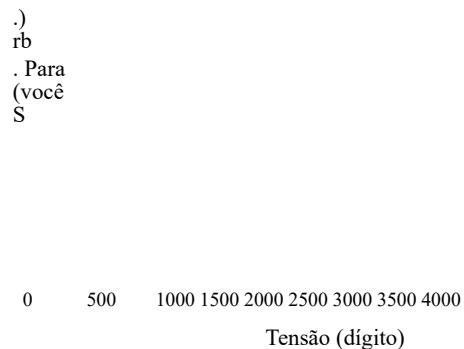


FIG. II.27 - Transmissão da matriz de cristal líquido (CRI 128 pixels) a 795 nm, dependendo da tensão, para orientação diferente da placa de onda.

A Figura II.28 mostra a mudança de fase reconstruída em toda a faixa de tensão. Não se trata aqui de uma curva de ajuste, a fase reconstruída sendo suficientemente pequena distorcido para ser usado como está. Quanto ao moldador com sede em Toulouse, nós no final, usou apenas as tensões mais altas.

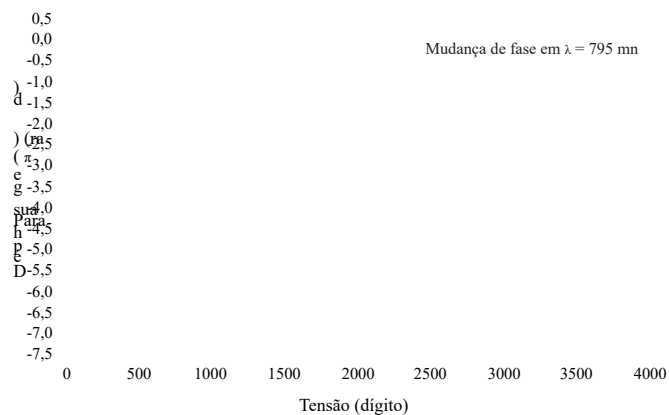


FIG. II.28 - Mudança de fase introduzida pela máscara (CRI 128 pixels) para um onda incidente a 795 nm em função da tensão aplicada.

II.8 Calibração de dispersão

Acabamos de determinar a calibração do deslocamento de fase em função da tensão aplicado a um pixel e ao comprimento de onda da luz incidente. Fortalecido pela equação II.11 página 37, sabemos, portanto, qual torque aplicar ao nível de um pixel da máscara para controlar a fase e a amplitude de uma onda de comprimento de onda λ . Para poder usar nossa máscara como uma máscara espectral, também precisamos saber o relação de dispersão com o plano de Fourier, ou seja, a ligação entre a posição transversal X e a pulsação ω (ver figura II.29). Em outras palavras, precisamos saber qual pixel controla qual componente espectral do pulso deve ser moldado.

PF

FIG. II.29 - A calibração da dispersão dá a ligação entre a posição transversal X e a pulsação ω no plano de Fourier PF.

Para fazer isso, programamos a máscara de modo a ter transmissão zero para um número de pixels, em posições conhecidas. A Figura II.30 na próxima página mostra um espectro obtido durante uma calibração. Ao nível de cada um dos pixels extintos, observamos um intensidade mínima. O contraste obtido é bastante ruim (estamos longe da extinção total). Este contraste não é absolutamente representativo das capacidades do modelador. Em efeito, não sabendo com antecedência o comprimento de onda correspondente aos pixels que são deseja desligar, programamos as tensões correspondentes à transmissão zero no comprimento de onda central, que não é ideal. Além disso, parte da intensidade do incidente é transmitido através dos interstícios da máscara e degrada o contraste. O efeito desses interstícios pode ser compensado, o que não é o caso aqui. Finalmente, a resolução do espectrômetro usado (da ordem de 0,1 nm) não permite resolver bem as covas ao nível dos pixels extintos.

Para esta calibração 20 pixels foram desligados, espaçados entre si por 10 pixels. Assim, obtemos a relação entre a posição na máscara e o comprimento de onda para um vinte pontos ¹⁷.

Esses pontos são então usados para obter uma fórmula de dispersão ligando a posição transversal X com a pulsação ω . Um ajuste linear da dispersão geralmente é suficiente.

É dado por:

$$X(\omega) - X_0 \simeq \alpha(\omega - \omega_0) \quad (\text{II.20})$$

¹⁷ Ao usar uma máscara de fase sozinha, um resultado semelhante pode ser obtido programando saltos de fase de π : no nível deste último, observamos um entalhe no espectro [28].

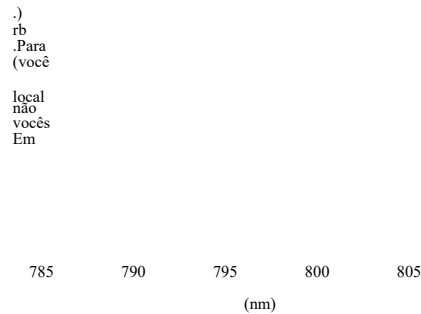


FIG. II.30 - Espectro típico durante uma calibração de dispersão. Espectro transmitido (linha preta) mostra mínimos no nível dos diferentes pixels escolhidos para calibração (indicados por linhas cinza).

onde X_0 é a posição correspondente à pulsação central ω_0 , e α é dado pelo fórmulas básicas de rede:

$$\alpha = - \frac{2\pi c f}{d \omega_0 \cos(\theta_{d0})} \quad (\text{II.21})$$

θ_{d0} é o ângulo de difração para o comprimento de onda central do pulso:

$$\theta_{d0} = \arcsin \left(\frac{\lambda_0}{d} \sin(\theta_i) \right) \quad (\text{II.22})$$

No caso do nosso shaper, que é muito dispersivo, é fundamental levar em consideração ordens superiores¹⁸. Na verdade, primeiro usamos o ajuste linear apresentado acima e notamos deformações nos impulsos colocados ajuste, como já foi relatado [88, 49, 85]. Entre outras coisas, a introdução de um prazo causou um desvio de frequência nos pulsos. Esses problemas foram resolvidos por usando a fórmula de dispersão total:

$$X(\omega) - X_0 = f \cdot \tan \left[\arcsin \left(\frac{2\pi c}{\omega d} \sin(\theta_i) \right) - \arcsin \left(\frac{2\pi c}{\omega_0 d} \sin(\theta_i) \right) \right] \quad (\text{II.23})$$

O comprimento focal f , o pitch da rede d e a pulsação central ω_0 sendo fixos, ajustamos a posição do comprimento de onda central X_0 e o ângulo de incidência θ_i usando os pontos medidos. Na prática, de um dia para o outro, a posição varia em no máximo um pixel e o ângulo de incidência de algumas dezenas de miliradianos.

¹⁸ A dispersão não linear também tem o efeito de distorcer fortemente os tremores secundários devido à pixelização (ver parte II.9.2 página 47).

II.9 Resultados e limitações

Agora temos todos os elementos para usar nosso modelador. De fato, sabemos qual pixel age em qual comprimento de onda (ver parte II.8 página 43) e para um determinado comprimento de onda, sabemos qual par de tensões aplicar para obter defina uma fase e amplitude desejadas (ver equação II.11 na página 37 e parte II.7 página 35).

Mais precisamente, podemos controlar a fase e a amplitude em $N = 640$ pixels, de largura espectral $\delta\omega$ e centrados em pulsações ω_n . Então nós temos uma máscara forma espectral

$$M_w(\omega) = \sum_{n=-N/2}^{N/2-1} B_{(n)} \delta(\omega - \omega_n) \otimes \text{rect}(\omega / \delta\omega) \quad (\text{II.24})$$

onde $B_{(n)}$ é a transmissão complexa do n ésimo pixel que é controlada por meio do par tensões aplicadas ao pixel.

Veremos que o uso ingênuo desta máscara revela muitos diferenças entre a formatação programada e a efetivamente obtida. Vamos ver que essas diferenças se devem a duas limitações inerentes a este tipo de modelador. O primeiro é a rasterização da máscara utilizada e trataremos de seus efeitos em detalhes. O segundo está ligado à linha de dispersão zero que introduz um acoplamento espaço-temporal que vamos apresentar brevemente. Finalmente veremos quais precauções e quais estratégias podemos aplicar para corrigir esses defeitos e obter as formas desejadas.

II.9.1 Abordagem ingênua

Aqui, daremos dois exemplos simples de formatação que aplicamos de forma direta. A abordagem é a seguinte. Queremos fazer uma aposta na forma espectral dada pela função de transferência $H_i(\omega)$. Estamos indo muito simples exemplo desta função nos pixels da máscara, ou seja, vamos programa

$$M_w(\omega) = \sum_{n=-N/2}^{N/2-1} H_{i,n} \delta(\omega - \omega_n) \otimes \text{ret}(\omega / \delta\omega) \quad (\text{II.25})$$

onde $H_{i,n} = H_i(\omega_n)$.

II.9.1.1 Caso de atraso

Vamos aplicar a abordagem anterior ao caso de um atraso $\varphi^{(1)}$. Isso corresponde a um fase espectral linear e temos a seguinte função de transferência:

$$H_i(\omega) = e^{i\varphi^{(1)}(\omega - \omega_0)} \quad (\text{II.26})$$

onde ω_0 é a pulsação central do pulso a ser moldado.

Página 55

46

CAPÍTULO II. MOLDADOR DE CRISTAL LÍQUIDO

Nós programamos diretamente este tipo de formatação para diferentes atrasos para pulsos em 800 nm de duração de 100 fs. A Figura II.31 mostra as intensidades de correlação obtida por três vezes: 15 ps na linha cinza claro, 20 ps na linha cinza e 30 ps na linha preta. Uma intensidade de 1 corresponde à intensidade do pulso obtido pedindo ao modelador um atraso zero. Encontramos em todos os três casos uma cópia do impulso de moldar em torno do período de tempo desejado. No entanto, a intensidade obtida depende fortemente do atraso programado, enquanto a formatação programada é um fase única (ver equação II.26 na página anterior) e que, portanto, deve sempre dar a mesma intensidade de saída. Além disso, há uma resposta indesejada em todos os três casos. com atraso zero, cuja intensidade não depende do atraso programado. Finalmente, uma réplica esticada sempre precede o pulso moldado em aproximadamente 35 ps. É ainda mais intenso que o tempo necessário é longo e pode até se tornar significativamente mais intenso do que o momento certo. Este é o caso para um atraso de 30 ps onde a pré-réplica em -5 ps é 7 vezes mais intenso do que o pulso programado. Em termos de energia (dada pela área sob impulso), a lacuna entre a pré-réplica e o impulso desejado é ainda maior.

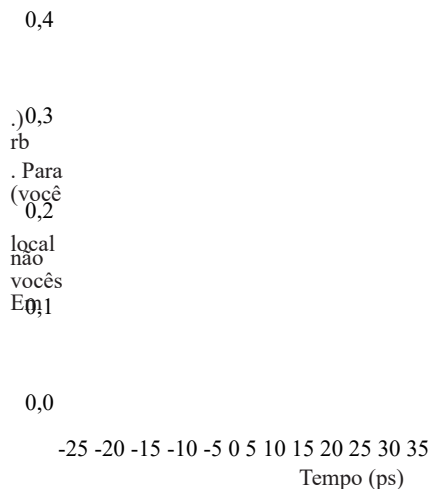


FIG. II.31 - Programação direta de três vezes: 15 ps (linha cinza claro), 20 ps (linha cinza) e 30 ps (linha preta).

II.9.1.2 Caso de desvio de frequência

Perseveraremos aplicando a mesma abordagem para um desvio de frequência $\varphi^{(2)}$. Isso corresponde a uma fase espectral parabólica e temos a função de transferência
Próximo :

$$H_i(\omega) = e^{-i\phi(\omega) - \omega^2} \quad (\text{II.27})$$

A Figura II.32 na próxima página apresenta a intensidade da correlação para uma fase espectral quadrática $\phi(\omega) = 7,10 \text{ fs}^2 \omega^2$. Há um pico estreito em atraso zero, além do pulso em desvio de frequência. Além disso, o pulso de desvio de frequência assim obtido é claramente

II.9. RESULTADOS E LIMITAÇÕES

47

menor do que o previsto pela teoria: 12 ps de largura a meia altura de intensidade em vez dos 19 ps esperados.

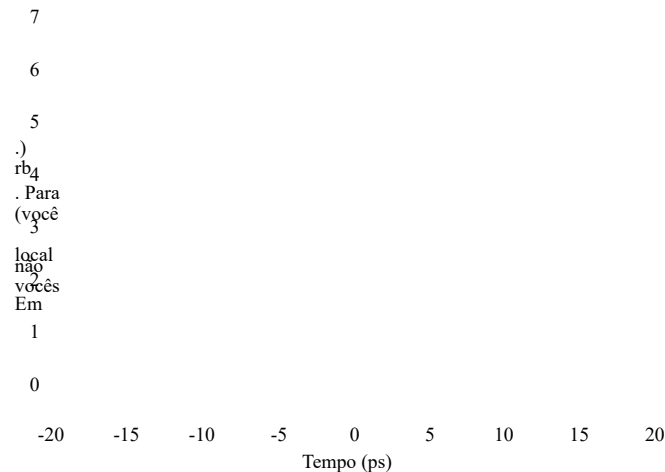


FIG. II.32 - Programação direta de uma fase quadrática forte $\phi(\omega) = 7,10 \text{ fs}^2 \omega^2$.

Os resultados apresentados aqui são um tanto caricaturados. Na verdade, para as necessidades da causa, colocamo-nos em situações muito desfavoráveis. No entanto, estes resultados mostram que a abordagem ingênua apresenta perigos e que limita muito a qualidade da formatação obtida. Então, temos que empurrar um pouco mais longe nossa análise de como funciona o modelador. Iremos, em particular, detalhar o efeitos de rasterização da máscara. Em seguida, discutiremos os problemas de acoplamento espaço-temporal introduzido pela linha de dispersão zero. Obviamente, esta análise é necessário quando queremos trabalhar em malha aberta (ou seja, quando queremos obter uma determinada formatação diretamente, sem usar nenhum feedback ou iterações). No caso de uso de malha fechada, onde um algoritmo de otimização é usado para convergir para uma determinada forma de produção, esta análise parece menos útil. Porém, mostraremos que mesmo neste caso, é necessário conhecer exatamente o limitações de seu formador.

II.9.2 Pixelização

A máscara que usamos é composta por 640 pixels separados por interstícios ("lacunas" em inglês). Essa pixelização tem duas consequências.

Em primeiro lugar, como vimos na abordagem ingênua, não podemos para realmente reproduzir uma dada função de transferência $H_i(\omega)$ (ver em particular o equação II.25 página 45). Podemos apenas provar o último, assim

¹⁹ Por outro lado, as oscilações no perfil temporal já foram observadas nas correlações de pulsos. com desvio de alta frequência, obtido por meio diferente do modelador (maca de grade dupla passagem).

Página 57

é mostrado esquematicamente na figura II.33: um programa em um pixel centralizado em ω_n na transmissão $H_i(\omega_n)$. Como qualquer amostragem, esta etapa introduz uma distorção entre a configuração forma desejada e o estilo real aplicado. O principal efeito dessa troca tonelagem espectral é introduzir tremores secundários do impulso no domínio do tempo formatação.

FIG. II.33 - A função de transferência a ser reproduzida (linhas pontilhadas) é de amostrados nos pixels da máscara (linhas pretas).

Então, não controlamos a formação dentro dos interstícios. Estes últimos também irá produzir um conjunto de réplicas temporais que serão ligadas não ao impulso modelagem, mas com o impulso de entrar no modelador.

Vamos primeiro estudar esses dois efeitos de rasterização, supondo contanto que a dispersão dos componentes espectrais seja linear no nível da máscara. Nós em seguida, estude o efeito da dispersão não linear.

II.9.2.1 Pixelização para dispersão linear

Consideramos aqui uma dispersão linear no plano da máscara para o pulsações do impulso de moldar. Notaremos ω o desvio da pulsação central de o impulso incidente, X a posição no plano de Fourier, sendo a origem a posição do pulsação central. A dispersão linear é denotada por α (ver equação II.21 na página 44 para seu valor) e, portanto, temos a relação $X = \alpha\omega$ entre a posição e a pulsação. Nós supomos que a máscara foi programada de forma a reproduzir uma função de transferência ideal $H_i(\omega)$. A Figura II.34 na página seguinte agrupa as diferentes notações usadas.

Com base no que foi apresentado na máscara de cristal líquido (ver equa-

ção II.12 página 37), e levando em consideração a dispersão linear, podemos escrever para a máscara:

$$M_w(\omega) = \underbrace{\sum_{n=-N/2}^{N/2-1} H_{i,n} \text{rect} \left[\frac{\omega - n\delta\omega}{r\delta\omega} \right]}_{\text{contribuição de pixel}} + \underbrace{\sum_{n=-N/2}^{N/2-1} G_n \text{rect} \left[\frac{\omega - (n + 1/2)\delta\omega}{(1-r)\delta\omega} \right]}_{\text{contribuição dos interstícios}} \quad (\text{II.28})$$

onde N é o número de pixels, δω a largura espectral de um conjunto pixel-interstício, e rect () é a função quadrada definida pela equação II.13 na página 37 e que é igual a 1 em [- 1/2, 1/2] e em nenhum outro lugar. δω está relacionado à distância l entre dois pixels por δω = l / α. O i , n é a transmissão programada no n-ésimo pixel, é igual a H i , n = H i (nδω). Da mesma forma, G n

II.9. RESULTADOS E LIMITAÇÕES



FIG. II.34 - Programação da máscara pixelizada. H i , n é a transmissão de n th de pixel e G n a do n th lacuna.

é a transmissão da enésima lacuna. Esta transmissão é mal caracterizada e nós na maioria das vezes assume que simplesmente corresponde à transmissão de um pixel enviado em tensão zero, ou seja, no nosso caso, uma transmissão de 1. Esta suposição reproduz basicamente as observações experimentais. Finalmente, r é uma proporção que dá a parcela de l ocupada pelo pixel: o pixel tem uma largura espacial (respectivamente espectral) de rl (respectivamente rδω) e o interstício de (1 - r) l (respectivamente de (1 - r) δω). Para o nosso formador, somos = 0,97.

Podemos modificar esta equação ligeiramente empurrando para trás os limites do somatório para -∞ e +∞. Isso equivale a dizer que a máscara é infinita. Esta modificação é justificado pelo fato de que o espectro dos pulsos a serem moldados é normalmente mais

estrito de que o espectro transmitido pela máscara e, portanto, não fará diferença ao pulso de saída. ²⁰ Obtemos assim a seguinte expressão para a máscara espectral [89]:

$$M_w(\omega) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} H_{i,n} \text{rect} \left[\frac{\omega - n\delta\omega}{r\delta\omega} \right] + \sum_{n=-\infty}^{\infty} G_n \text{rect} \left[\frac{\omega - (n+1/2)\delta\omega}{(1-r)\delta\omega} \right] \quad (\text{II.29})$$

No primeiro termo desta expressão, reconhecemos a função de transferência ideal H_i , amostrado espectralmente com uma etapa $\delta\omega$. Esta subamostragem resultará em no domínio do tempo pelo aparecimento de tremores secundários espaçados por um retardo $T_0 = 2\pi / \delta\omega$. Para o nosso criador, esta janela de tempo T_0 é da ordem de 35,8 ps. Outra maneira ver o efeito desta subamostragem é dizer que não controlamos o campo colocado em formulário apenas em uma janela de largura T_0 .

²⁰ Mesmo no caso de um espectro truncado pela máscara, podemos fazer essa aproximação substituindo o espectro de entrada pelo espectro truncado.

Página 59

50

CAPÍTULO II. MOLDADOR DE CRISTAL LÍQUIDO

Além disso, como cada amostra tem um perfil quadrado de largura $r\delta\omega$, veremos aparecer um envelope no seno cardinal, de pseudo-período $T_0 / r \approx 36,9$ ps. Isto é mesmo para a contribuição de interstícios que resultarão em abalos secundários espaçados de T_0 , modulado por um envelope seno cardinal de pseudo-período $T_0 / (1-r) \approx 1,19$ ns.

Mais precisamente, a transformada de Fourier da equação II.29 na página anterior, dá para a resposta ao impulso $m(t)$:

$$m(t) = r \text{sinc} \left(\frac{r\pi t}{T_0} \right) \sum_{n=-\infty}^{\infty} H_{i,n} e^{in\delta\omega t} + (1-r) \text{sinc} \left(\frac{(1-r)\pi t}{T_0} \right) \sum_{n=-\infty}^{\infty} G_n e^{i(n+1/2)\delta\omega t} \quad (\text{II.30})$$

Podemos, portanto, ver claramente os envelopes aparecendo em seno cardinal (função denotada $\text{sinc}(\cdot)$), bem como o peso relativo das réplicas devido aos pixels e aqueles devido aos interstícios. Nós portanto, tem uma razão de intensidade teórica de $(r / [1-r])^2 \approx 1000$ entre a contribuição de pixels e os dos interstícios.

Para ilustrar isso, tomaremos o caso de um atraso simples: $H_i(\omega) = \exp(i\omega\tau)$. Vamos supor que a transmissão dos interstícios é a mesma em todos os lugares e que é igual ao de um pixel sujeito a tensão zero. Isso corresponde a uma transmissão unitária $G_n = 1$. Neste caso, a resposta ao impulso desejada é uma função de Dirac $\delta(t - \tau)$ e o obtido é dado por ²¹:

$$m(t) = r \text{sinc} \left(\frac{r\pi t}{T_0} \right) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t - \tau - nT_0) + (1-r) \text{sinc} \left(\frac{(1-r)\pi t}{T_0} \right) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t - nT_0) e^{in\delta\omega\tau} \quad (\text{II.31})$$

Neste caso muito simples, obtemos um número infinito de cópias exatas da formatação desejado, separados um do outro por T_0 , com uma amplitude dada pelo envelope no seno cardinal. Também obtemos uma infinidade de réplicas não formatadas, devido a

interstícios.

A Figura II.35 na próxima página apresenta uma simulação para um atraso de 12 ps no caso do nosso shaper ($T_0 = 35,8$ ps, $r = 0,97$, duração do pulso na entrada de 100 fs). A intensidade do campo de saída (linha preta), bem como o envelope das réplicas devido aos pixels (linha cinza) e aqueles devido a interstícios (linhas pontilhadas cinza) são mostrados. O tempo é graduado em múltiplos da janela T_0 e a escala de intensidade é logarítmica.

Pode-se perceber que as réplicas devido aos pixels seguem o principal impulso em permanecendo sob o envelope no seno cardinal [89], enquanto aqueles devido aos interstícios são fixo.

Para atrasos τ da ordem de $T_0/2$, a primeira réplica devido aos pixels (aquele em $\tau - T_0$) terá uma intensidade comparável à do pulso moldado. Nós não podemos portanto, não mais distinguir entre um impulso principal e sua réplica: teríamos um mesmo resultado, pedindo um período de $-T_0/2$. Pegamos essa singularidade porque alcançamos o limite de Nyquist. Na verdade, nós testamos nossa formatação com uma etapa espectral $\delta\omega$. Para evitar ambigüidades devido ao aliasing temporal, definir na forma espectral deve ter um período maior que $2\delta\omega$. No caso de uma fase,

²¹ Usamos aqui a relação de fechamento $\sum e^{in\delta\omega t} = \sum \delta(t - nT_0)$.

II.9. RESULTADOS E LIMITAÇÕES

51

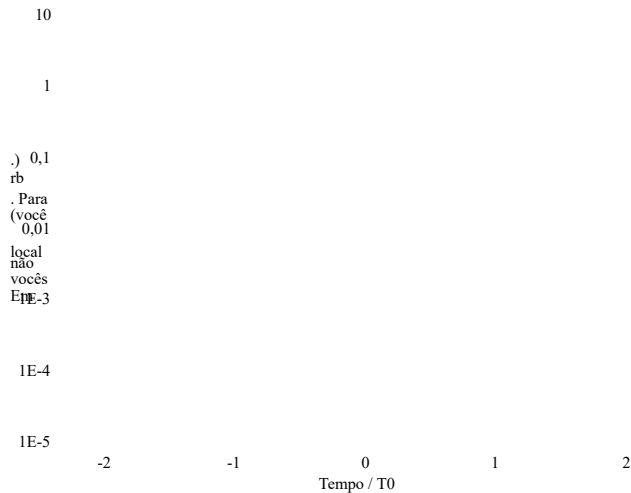


FIG. II.35 - Efeito de pixelação para um atraso de 12 ps, para uma dispersion linear. Além da formatação necessária, a intensidade em saída (linha preta) mostra duas séries de réplicas espaçadas $T_0 = 35,8$ ps. As réplicas devido aos pixels seguem a configuração forma e são modulados por um envelope seno cardinal (linha cinza) do pseudo-período T_0/r . Aqueles devido aos interstícios são corrigidos, modulado por um seno cardinal (linhas cinza pontilhadas) de pseudo-período $T_0/(1-r)$ muito grande na frente de T_0 .

isso equivale a dizer que o aumento de fase não deve exceder 2π em dois pixels isto é π / pixel. Para uma fase linear do tipo $\omega\tau$, isso define um limite superior para τ :

$$\tau < \pi / \delta\omega T = 0 / 2$$

Este é, portanto, um exemplo extremo. Para evitar tremores secundários devido a muitos pixels importante, é necessário restringir a janela de tempo em que as configurações são feitas.

Formato.

Esta abordagem simples, assumindo dispersão linear, nos permitiu explicar a presença das diferentes réplicas (devido a pixels ou devido a interstícios) no figuras II.31 página 46 e II.32 página 47. Também explica em parte a diminuição da amplitude observada nos pulsos fortemente deslocados da figura II.31.

Por outro lado, fornece uma resposta com atraso zero (devido aos interstícios) muito mais baixo do que o observado experimentalmente (0,1% em teoria, da ordem de 2,5% no anterior experiência). Além disso, esta réplica não depende da formatação programada, enquanto em alguns casos, temos sido capazes de observar variações experimentalmente significativas disso. Essas duas diferenças podem ser explicadas pelo comportamento dos cristais líquidos dentro da máscara. Na verdade, a máscara de transmissão está de fato ligada à rotação do cristais líquidos sob a ação das duas máscaras de voltagem que são aplicadas aos dois

presilhas. Na fronteira entre um pixel (sujeito a uma voltagem diferente de zero) e o interstício vizinho, a voltagem aplicada muda repentinamente, mas os cristais líquidos mostram uma transição suave. Assim, eles passarão continuamente da rotação imposta ao nível do pixel para a posição de repouso que prevalece dentro da lacuna. As fases aplicadas por cada uma das duas barras também apresentará tais transições contínuas. Podemos, portanto, reproduzir as observações experimentais, introduzindo uma função de resposta espacial da máscara que suaviza as ameaças de fase aplicadas para alcançar uma determinada formatação.

Outra limitação dessa abordagem é que ela não explica a disseminação de réplicas de pixels. observação observada na figura II.31 na página 46. Para explicar esta disseminação, é necessário levar em consideração da dispersão não linear no plano de Fourier.

II.9.2.2 Efeito da dispersão não linear

Em nosso shaper, devemos levar em consideração a dispersão não linear, como mencionamos isso durante a calibração da dispersão. Em particular, se alguém usa ler a aproximação de dispersão linear para programar a máscara, observamos um distorção de pulsos moldados [88].

O principal efeito desta dispersão não linear é que a máscara espectral $M_w(\omega)$ não é mais regular. Na verdade, a máscara espacial $M_x(X)$ é composta de pixels espacialmente periódica, mas como a posição X e a pulsação ω não estão mais ligadas por um simples

relação linear, esses pixels são de largura variável no domínio espectral.

No entanto, as repetições estavam diretamente ligadas à frequência de amostragem no domínio espectral. Agora que esta periodicidade é defeituosa, os vários as pliques serão distorcidas [85]. A Figura II.36 na próxima página mostra a mesma simulação do que a figura II.35 na página anterior, mas tomando a fórmula completa para o dispersão espacial ao nível da máscara. Os mesmos parâmetros e notações são usados do que para a figura II.35. Pode-se observar que as diferentes réplicas apresentam um forte alargamento e uma intensidade de pico muito menor do que a obtida na aproximação linear (apenas a resposta com atraso zero permanece inalterada). Na verdade, essas réplicas têm uma forte deriva frequência, tanto maior quanto estão longe do atraso zero. Este tipo de deformação já foi encontrado durante o estudo de dispersão não linear em espectrômetros e de seu efeito na interferometria espectral [90]. O efeito da dispersão não linear é bastante positivo porque tende a diminuir a intensidade dos tremores secundários, sejam eles devido aos pixels ou nas lacunas ²². No caso frequente em que o impulso moldado participa de um processo não linear, esta diminuição na intensidade do pico de mais de uma ordem de magnitude é muito rentável.

Na verdade, o alongamento dessas réplicas é análogo ao espalhamento de um pacote de ondas vibracional em um poço de potencial anarmônico. Na verdade, assim como um pacote onda, o pulso moldado é escrito como a superposição de um número finito de níveis. Esses níveis são os N pixels que constituem a máscara, centralizados nas pulsações ω_n que dependem da dispersão no plano da máscara. A não linearidade da dispersão é o análogo da anarmonicidade dos níveis que constituem o pacote de ondas.

²² No entanto, a energia dos diferentes tremores secundários não é modificada pela dispersão não linear.

II.9. RESULTADOS E LIMITAÇÕES

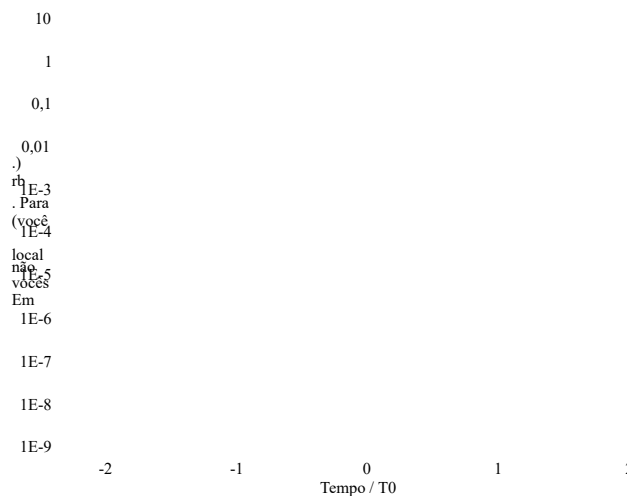


FIG. II.36 - Efeito da dispersão não linear nas réplicas devido ao pixel lização para um retardo de 12 ps. Os tremores secundários presentes no tensão de saída (linha preta) mostra forte fre-

quence. Seu pico de intensidade é, portanto, menor do que o pré-view (linha cinza para as réplicas dos pixels e linhas cinza pontilhadas para os dos interstícios) pela aproximação linear da dispersão.

Se criarmos um pacote de ondas em um poço anarmônico, ele oscilará em mudança de fase; ele retornará periodicamente à sua posição original, cada vez sendo mais espalhado. Isso é exatamente o que observamos na formatação obtida: periódico-mento, vemos o reaparecimento do impulso formatado, cada vez mais disperso. Isso existe no entanto, uma diferença quantitativa que é o número de níveis: temos 640 pixels, que é 10 a 50 vezes maior do que o número de estados geralmente envolvidos em experimentos de dinâmica de pacotes de ondas [91, 92]. Isso nos torna extremamente sensíveis à anarmonicidade.

Além disso, no caso do nosso shaper, temos dois "pacotes de ondas": um é devido a interstícios e outro para pixels. Ao jogar nas transmissões complexas de pixels, nós altera o pacote de ondas inicial devido aos pixels (ou seja, a réplica principal definida em Formato). Por outro lado, não podemos atuar no pacote de ondas devido aos interstícios.

Uma aplicação interessante desta analogia é a possibilidade de reorientar um dos tremores secundários devido a interstícios: é o análogo da reorientação do pacote de ondas estudada teoricamente [93] e observado experimentalmente [94]. Nestes experimentos, preparamos o pacote de onda inicial com uma determinada relação de fase. Este é o oposto da fase não linear acumulado pelo pacote de ondas após um certo tempo de propagação τ . No após um tempo τ , um pacote de ondas focalizado temporalmente é obtido.

Transposto para o caso do nosso formador, isso significa que podemos recomprimir de qualquer maneira. carrega qual réplica devido aos interstícios. Tudo que você precisa fazer é programar na réplica fase principal compensando a dispersão da réplica alvo.

Essa reorientação foi simulada na Figura II.37. A linha preta representa a intensidade temporal obtida (em escala logarítmica) pela programação de um pulso atrasado por 12 ps (ou na gama de $T_0/3$) com uma fase ϕ quadrática $(2) = -6.10^4 \text{ fs}^2$. Para efeito de comparação, os traços cinza mostram a intensidade já obtida na ausência de fase quadrático. Observamos a recompressão quase perfeita da réplica em $t = -23 \text{ ps}$ (ou seja, $-2/3T_0$). O pico de intensidade deste tremor é 5 vezes maior do que o de o impulso principal se estendeu.

FIG. II.37 - Efeito de dispersão não linear e pixelização para um atraso de 12 ps: sem desvio de frequência (traços cinza) e com uma fase quadrática $\varphi^{(2)} = -6,10 \cdot 10^{-4} \text{ fs}^2$ (linha preta).

Portanto, é muito importante levar em consideração os efeitos de pixelização e dispersão não linear ao programar o shaper, caso contrário, podemos acabar em uma situação em que o impulso principal é significativamente menos intenso do que alguns tremores secundários de pixelização.

Tudo o que foi apresentado aqui se transpõe para qualquer outra máscara pixelizada, como as máscaras bidimensionais de cristal líquido [76] e espelhos MEMS [45]. Por outro lado, as máscaras não pixeladas, como moduladores acústico-ópticos, espelhos de membrana deformáveis ou as válvulas ópticas não apresentam tais réplicas ²³.

II.9.3 Acoplamento espaço-tempo

Além dos efeitos de pixelização da máscara, há uma limitação que é específica para linhas de dispersão zero. Este é o defeito mais conhecido de todos os shapers baseados em

²³ Por outro lado, apresentam outras desvantagens, como a falta de eficiência dos acustomoduladores ópticos ou complexidade para válvulas ópticas que requerem um feixe de laser de controle em forma usando uma máscara de cristal líquido. Além disso, esses dispositivos não pixelados não podem reproduzir variações muito abruptas de fase ou amplitude, como saltos de fase ou ondas quadradas de amplitude

em uma linha com dispersão zero: o acoplamento espaço-temporal. Podemos ter uma ideia de física que tal nome oculta de forma bastante simples. É suficiente para isso supor suponha que a dispersão no nível da máscara seja linear e tome o exemplo de um atraso. A introdução de um atraso corresponde a uma fase espectral linear. Espacialmente, a máscara portanto, aplica uma fase linear. Portanto, ele se comporta como um prisma e o impulso é desviado. Na saída, o pulso será, portanto, deslocado temporal e espacialmente.

Por meio deste exemplo, entendemos a origem do acoplamento espaço-temporal: nós atua sobre os componentes espectrais enquanto eles estão acoplados à posição transversal em o plano de Fourier. Agimos assim em ambos na fê.

Não detalharemos aqui completamente os cálculos que permitem obter o campo

saída de acordo com a formatação programada. Estes foram detalhados em vários artigos, em referências particulares [86, 95]. Damos as etapas essenciais de esses cálculos no apêndice B página 157. Nesta parte, vamos nos contentar em dar a expressão do campo na saída do modelador e para mostrar as implicações. Nós vamos em particular que este campo é mais frequentemente apresentado como uma função onde o variáveis espaciais e temporais não são separáveis. Vamos finalmente dar a expressão análise analítica simplificada do campo de saída no caso de filtragem espacial da saída do shaper. Ilustraremos essas explicações com o exemplo de sequências de pulso.

II.9.3.1 Expressão do campo de saída

Queremos dar aqui a ligação entre o campo de entrada do shaper e aquele obtido como uma saída, para uma máscara programada $M_w(\omega)$. Do ponto de vista espacial, apenas nós importa a coordenada transversal horizontal x de acordo com a qual o espalhamento da pulsações dentro da linha. De acordo com a vertical y , não há mudança e vamos omitir esta coordenada. Vamos assumir que o campo de entrada tem um perfil transversal Largura gaussiana a meia altura em intensidade Δx . Vamos supor que as dependências espacial e espectral são fatoráveis ²⁴. Então, escrevemos no formulário:

$$E_E(\omega, x) = E_E(\omega) e^{-2 \ln(2) \left(\frac{x}{\Delta x}\right)^2} = E_E(\omega) 4^{-\left(\frac{x}{\Delta x}\right)^2} \quad (\text{II.32})$$

A pulsação ω é definida em relação à pulsação central ω_0 .

O campo na saída do shaper pode ser escrito como:

$$E_S(\omega, x) = E_E(\omega) \int e^{i x \left[v \omega' M_w(\omega' + \omega) 4^{-\left(\frac{\Delta \omega'}{\Delta \omega}\right)^2} \right]} d\omega' \quad (\text{II.33})$$

onde introduzimos os dois parâmetros v e $\Delta \omega'$ cujas expressões são detalhadas em apêndice B, página 157. Nos limitaremos aqui a dar uma ideia qualitativa de seus significado físico. $\Delta \omega'$ está, portanto, relacionado ao tamanho finito ΔX dos pontos focais no plano da máscara: isso "suaviza" o efeito dos cristais líquidos. A parte integrante da equação II.33 traduz, entre outras coisas, esta convolução da máscara pelo perfil espacial de cada componentes espectrais. A velocidade de acoplamento espaço-temporal v traduz o

²⁴ Não há acoplamento entre os dois: nem desvio de frequência espacial, nem aberração cromática ...

papel duplo desempenhado pela máscara de cristal líquido: máscara espectral (graças à dispersão componentes espectrais), mas também uma máscara espacial que atua nas frequências espaciais do feixe de saída. É diretamente proporcional ao tom das redes: será em muito mais fraca que as redes serão dispersivas. Quanto menor essa velocidade, menos efeitos de acoplamento espaço-temporal serão sentidos. Embora implícito, esse acoplamento parece muito claramente nesta equação: a posição transversal é, a um fator de $1/v$, o conjugado confiável da pulsação. Além disso, esta equação torna possível calcular analiticamente o campo de saída para algumas máscaras simples ²⁵.

II.9.3.2 Acoplamento: caso de atraso.

Vamos integrar aqui analiticamente a equação II.33 da página anterior no caso simples de uma mudança de tempo. Isso nos permitirá mostrar a mudança espacial associados por acoplamento e para explicar com rigor o exemplo dado na página 55.

Para atrasar por um atraso τ o pulso que passa através do formador, a máscara deve introduzir derivar uma fase espectral linear da forma $\phi(\omega) = \omega\tau$. Isso corresponde a uma máscara:

$$M_w(\omega) = e^{i\omega\tau} \quad (\text{II.34})$$

O campo de saída é, portanto, escrito:

$$E_s(\omega, x) = e^{i\omega\tau} E_E(\omega) \int e^{i x} \cdot e^{-i\omega\tau} 4 \cdot \left(\frac{\Delta\omega'}{\omega}\right)^2 d\omega' \quad (\text{II.35})$$

Vemos, portanto, a aparência da forma espectral desejada, bem como de uma integral dependente. devido ao cargo e ao limite de tempo introduzidos. Esta integral não é outra senão a transformação de Fourier de um Gaussiano, multiplicado por uma fase linear. Então nós temos

$$E_s(\omega, x) = e^{i\omega\tau} E_E(\omega) 4 \cdot \left(\frac{\Delta T}{x/v - \tau}\right)^2 \quad (\text{II.36})$$

onde definimos $\Delta T = 4 \ln(2) / \Delta\omega'$. Usando a definição de $E_E(\omega, x)$, bem como a ligação entre $\Delta\omega'$ e Δx (consulte a equação B.17 na página 161), podemos escrever

$$E_s(\omega, x) = e^{i\omega\tau} E_E(\omega) 4 \cdot \left(\frac{x - vt - \Delta x}{\Delta x}\right)^2 = e^{i\omega\tau} E_E(\omega, x - v\tau) \quad (\text{II.37})$$

Ao definir $E_s(t, x)$ como a transformada inversa de Fourier de $E_s(\omega, x)$, podemos expressar este mesmo resultado no domínio do tempo:

$$E_s(t, x) = E_E(t - \tau, x - v\tau) \quad (\text{II.38})$$

Assim, obtemos um campo deslocado temporalmente por τ , mas também deslocado espacialmente. inicialmente de $v\tau$.

A Figura II.38 na página seguinte é uma simulação mostrando os pulsos obtidos em programando uma seqüência de três pulsos, deslocados em 5 ps. Usamos o

²⁵ Outro interesse deste escrito, I. Wamsley e C. Dorrer mostraram que se pode simplesmente calcular um parâmetro do acoplamento espaço-temporal de $E(x, \omega)$. Eles também demonstraram a possibilidade de medir este parâmetro experimentalmente de forma linear [96].

FIG. II.38 - Efeito do acoplamento espaço-temporal em uma sequência de três pulsos separados por 5 ps. A intensidade dos três tremores secundários (degradado do branco ao preto, preto para o mais intenso) é representado do branco ao preto, preto para o mais intenso) é representado do tempo e posição transversal. As linhas pontilhadas pretas religue os máximos das réplicas e as linhas pontilhadas cinzentas às alturas médias.

características de nosso shaper e pulsos de entrada tomados de largura a meia altura em intensidade de $\Delta t = 150$ fs para o perfil temporal e de $\Delta x = 2$ mm para o perfil espacial transversal. A intensidade do campo na saída do shaper (gradiente de branco para preto, preto para os mais intensos) é representado em função da posição transversal e do tempo. As linhas pontilhadas pretas conectam o máximo das réplicas, as linhas pontilhadas cinza conectam as alturas médias. Nós observe uma mudança espacial proporcional à mudança temporal. Esses dois turnos estão ligados pela velocidade de acoplamento [48] introduzida acima: v é a inclinação da linha reta pontilhado preto. Podemos ver claramente nesta figura que quanto menor for v , menos tremores secundários será deslocado para fora do eixo de propagação. Para o nosso fabricante, particularmente dispersiva, esse acoplamento tem um valor absoluto de $83 \mu\text{m} / \text{ps}$. Isso é relativamente baixo em comparação para dispositivos padrão ($145 \mu\text{m} / \text{ps}$ na referência [95]).

No entanto, este efeito não é desprezível e deve ser levado em consideração ao configurar a forma programada abrange um intervalo de tempo superior a dez picossegundos.

No caso de uma fase espectral quadrática, também se pode escrever o campo na saída analiticamente. Este cálculo é realizado no apêndice B, página 157 e mostra que a deriva da frequência temporal é acompanhada por um desvio de frequência espacial ("chirp espacial" em inglês), sendo os dois ligados pelo coeficiente v .

II.9.3.3 Filtragem espacial e acoplamento espaço-temporal

Para limitar os efeitos do acoplamento espaço-temporal, é possível filtrar o feixe de saída. Diferentes tipos de filtragem são possíveis, mas na maioria das vezes um único diafragma é colocado no feixe de saída. Em nosso shaper, essa filtragem é produzido pelo diafragma comum aos feixes de entrada e saída (D0 na figura II.16

$$E_s(\omega, x) = E_E(\omega, x) \int M_w(\omega' + \omega) 4 \cdot (\omega' - \omega)^2 \cdot d\omega' \quad (\text{II.39})$$

Na verdade, isso equivale a quebrar a equação II.33 na página 55 nos diferentes hermito-Gaussianas [29] e manter apenas o modo Gaussiano.

Vemos a função de transferência $H(\omega)$ do modelador aparecer, que vale a pena:

$$H(\omega) = \int M_w(\omega' + \omega) 4 \cdot (\omega' - \omega)^2 \cdot d\omega' = \int M_w(\omega') 4 \cdot (\omega' - \omega)^2 \cdot d\omega' \quad (\text{II.40})$$

A máscara programada é, portanto, enrolada por um gaussiano de largura a meia altura em intensidade $\Delta\omega'$. Isso equivale a dizer que a formatação temporal correspondente a este máscara será multiplicada por um envelope gaussiano de largura a meia altura:

$$\Delta T = \frac{4 \ln(2)}{\Delta\omega'} = \frac{\Delta x}{|v|} \quad (\text{II.41})$$

Mesmo após a filtragem, ainda vemos um efeito do acoplamento espaço-temporal: a configuração forma temporal é feita sob um envelope gaussiano diretamente proporcional ao perfil espacial do pulso de entrada.

Uma explicação simples para esta gaussiana temporal e sua ligação com o perfil espacial pode ser dado tomando o exemplo de uma sequência de pulsos. Nós levamos de volta por isso o que foi feito na parte anterior, em particular a expressão de um impulso alterado temporariamente (consulte a equação II.38 na página 56). É sempre assumido que os impulsos entrada tem uma duração de $\Delta t = 150$ fs e uma largura de $\Delta x = 2$ mm e usamos a velocidade de acoplamento espaço-temporal v do nosso formador ($v = -83 \mu\text{m} / \text{ps}$).

Consideramos uma sequência de treze pulsos separados por 5 ps realizada com o shaper. É representado, em intensidade, em função da posição transversal e da tempo, no topo da figura II.39 na página oposta. Como na página da figura II.38 anterior, as linhas pontilhadas pretas conectam os máximos das réplicas, as linhas pontilhadas cinza o meio Alturas. A aproximação gaussiana, ou filtragem espacial, equivale a não manter qualquer isso é o que está ao longo do eixo $x = 0$. Isso é o que foi feito na parte inferior da figura II.39: a linha preta representa a intensidade em função do tempo ao longo do corte e da linha cinza é o envelope de tempo gaussiano teórico.

Podemos ver aqui a origem física do envelope temporal gaussiano: quanto mais os impulsos são deslocadas temporalmente, quanto mais se afastam do eixo $x = 0$ e mais a intensidade que permanece no eixo é fraco. Na verdade, mudando temporariamente um impulso, um atravessa seu perfil transversal: quanto maior for o impulso espacialmente, mais ele será mude-o temporariamente para obter uma dada atenuação. Isso explica a proporção nacionalidade entre ΔT e Δx (equação II.41). Finalmente, encontramos a largura na altura média do Gaussiano temporal, olhando para o seção transversal do eixo $x = 0$ com as duas linhas cinza pontilhadas que delimitam a largura em meia altura espacial.

FIG. II.39 - Alto: 13 pulsos separados por 5 ps. Intensidade (branco para preto, preto para o mais intenso) de acordo com o tempo e posição transversal. As linhas pontilhadas pretas conectam o máximo, as cinzas, o meio Alturas. Abaixo: mesma sequência no caso de filtragem espacial. A intensidade de saída (linha preta), bem como o envelope de tempo (linha cinza) são representados em função do tempo.

Este envelope gaussiano foi medido experimentalmente, para diferentes larguradores espaciais, aplicando vários atrasos usando o modelador. Figura II.40 página a seguir apresenta os resultados obtidos para um feixe incidente de 2,0 mm de diâmetro (largura a meia altura em intensidade Δx).

Os quadrados pretos correspondem às intensidades de correlação do pulso atrasado com um pulso de referência. Na linha cinza é representado um ajuste do envelope Gaussiano. Encontramos uma largura temporal de 23 ps em bom acordo com a teoria que dá 24 ps. Um segundo experimento com um diâmetro de feixe de 1,0 mm dá uma largura de 13 ps ainda está de acordo com a teoria.

Notamos que a gaussiana temporal não está bem centrada em $t = 0$, mas mudou ligeiramente para prazos positivos. Isso é simplesmente devido a um diafragma de filtragem espacial ligeiramente fora do eixo: o perfil espaço-temporal é cortado da seguinte forma ao longo de um eixo $x = x_0$ com $x_0 = 0$ (ver Figura II.39). O lapso de tempo observado aqui corresponde a um deslocamento espacial da ordem de 150 μm , o que é bastante razoável. Podemos, de fato, escolher o centro da Gaussiana temporal deslocando lateralmente o diafragma de filtro.

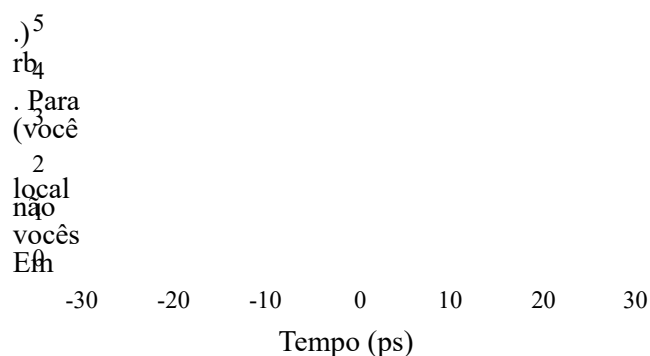


FIG. II.40 - Demonstração do envelope de tempo. Intensidade de correlação (quadrados pretos) para diferentes atrasos introduzidos pelo caminho neur. Um envelope de tempo gaussiano (linha cinza) de 23 ps a duração é claramente visível.

II.9.3.4 Efeito da filtragem em réplicas de pixelização

A filtragem que apresentamos acima tem outro efeito benéfico: tende a reduzir a importância das réplicas devido aos pixels e interstícios. Graças ao envelope Temporal gaussiano, os tremores secundários são mais fracos e mais fracos à medida que estão distantes de $t = 0$. Isso é claramente visível na figura II.41 na próxima página, onde comparamos a intensidade na saída da linha sem levar em consideração o acoplamento espaço-temporal (linhas pontilhadas cinza) e levando isso em consideração (linha preta). Usamos os mesmos parâmetros do que para a figura II.41 na página oposta, usando para o acoplamento espaço-temporal um diâmetro a meia altura na entrada da linha de 2 mm. Isso corresponde a um gaussiano tempo de 23 ps (ver página 58).

II.9.4 Uso de algoritmos de otimização

As várias limitações que acabamos de detalhar são obviamente muito importantes. Para experimentadores que desejam receber diretamente uma formatação de doação nascido (trabalho em malha aberta). Muitos experimentadores adotam uma abordagem um pouco diferente, permitindo que a programação de seu criador evolua de forma iterativa. Para a fim de obter uma conformação, ou um resultado experimental desejado. É então uso de malha fechada.

Mesmo para este tipo de uso do modelador, é extremamente importante conhecer os limites. Na verdade, vimos por meio de exemplos da abordagem ingênua (ver parte II.9.1 página 45) que a formatação programada pode muito diferir do obtido se um mínimo de precauções não forem tomadas. Portanto, não é necessário não analisar a solução para a qual convergiu uma otimização olhando apenas a programação do shaper. É importante caracterizar de forma independente o pulso obtido na saída.

Além disso, deve-se ter muito cuidado durante essa caracterização. Nós vimos em

FIG. II.41 - Efeito do acoplamento espaço-temporal em réplicas. Intensidade de réplicas levando em consideração o acoplamento espaço-temporal (traço preto) e negligenciando-o (linhas pontilhadas cinza). Quando levamos em consideração de todos os efeitos cumulativos, há uma diminuição acentuada na réplicas.

efeito ao estudar a pixelização que, sob certas condições, o principal impulso (o que se esperaria de uma abordagem ingênua) é claramente menos intenso do que réplicas de pixelização (ver parte II.9.2.2 página 53). Mas estes estão longe de o impulso principal e podemos facilmente perdê-los durante a caracterização se não tivermos primeiro, a largura da janela de tempo.

Da mesma forma, muitos trabalhos são realizados com shapers que não controlam do que a fase espectral dos pulsos, não a amplitude. Esses shapers têm a desvantagem não permitir a realização de formatação arbitrária, que também requer controle de amplitude. Por outro lado, permitem simplificar a análise dos resultados porque a amplitude espectral é constante, qualquer que seja a formatação. Isso permite compare resultados de otimização diferentes assumindo energia constante. Neste gênero análise, é muito importante se preocupar com o acoplamento espaço-temporal. Na verdade, este último introduz um tipo de modelagem de amplitude que depende da modelagem em fase programada. Vimos, portanto, que pulsos deslocados temporalmente uma amplitude que depende fortemente do atraso introduzido e do tamanho espacial do feixe entrada. Para poder afirmar que trabalha em intensidade constante, é necessário restringir o modelagem realizada pelo algoritmo em um pequeno intervalo de tempo na frente do envelope Gaussiana temporal, ou mesmo introduzir correções de amplitude.

II.9.5 Possibilidades de compensação

As duas principais limitações apresentadas acima não são tão proibitivas. telhados do que parece.

Primeiro, em alguns casos, a função de transferência do modelador, obtida sem a menor correção é suficiente. Veja, por exemplo, uma formatação estendendo-se por uma janela de alguns picossegundos, de modo que a atenuação temporal sinc e o seno cardinal são desprezíveis, e suponha que esta janela não contenha réplica de pixels ou lacunas. Se somarmos a frequência entre este pulso formatação e um pulso de duração comparável, obteremos um sinal de soma que não exibindo nem réplica nem distorção temporal. Podemos substituir neste exemplo o soma de frequência por qualquer sistema com um curto "tempo de resposta" antes o tempo entre o pulso moldado e seus tremores secundários mais próximos.

Então, nos casos em que o sistema que interage com o pulso de modelagem "integra-se" por um longo tempo (por exemplo, uma interação ressonante com uma transição em dois níveis para um nível metaestável), é possível ajustar os parâmetros do formador e aqueles do pulso de entrada para minimizar tremores secundários e distorções temporais.

Apresentaremos, assim, como eliminar os tremores secundários devido a interstícios e como tirar proveito do acoplamento espaço-temporal para atenuar aqueles devido aos pixels.

II.9.5.1 Compensação por tremores secundários devido a interstícios

Na parte II.9.2 na página 47, assumimos que a transmissão complexa G_n de pixels diferentes eram iguais para todos e independente da formatação programada. É mais frequentemente assumido que esta transmissão é equivalente à de um pixel para um tensão de endereçamento zero. Esta suposição implica que as réplicas devido aos interstícios são fixados em vários momentos de T_0 . Podemos então calcular a máscara a ser aplicada obter uma determinada formatação enquanto remove essas réplicas indesejadas [48]. Isto Também é possível compensar "manualmente" por essas réplicas adicionando à formatação desejou uma formatação correspondente a um pulso com atraso zero, com uma fase ϕ e uma amplitude A :

$$M_w^{(1)}(\omega) = M_w(\omega) + A e^{i\phi} \quad (\text{II.42})$$

Com esta modificação, adicionamos a cada réplica devido aos interstícios, uma réplica de pixelação ligada a $A e^{i\phi}$. Ajustando ϕ e A , podemos cancelar quase completamente o réplicas dos interstícios. É este método que usamos com mais frequência quando for considerado necessário compensar o efeito dos interstícios.

A Figura II.42 na página oposta mostra tal compensação no caso de um IM tempo de pulso deslocado em -2 ps. A linha cinza (parte superior) é a intensidade de correlação com um pulso curto, na ausência de compensação para os tremores secundários devidos nos interstícios. A linha preta (parte inferior) tem a mesma intensidade, com compensação. O a compensação foi feita com uma amplitude $A = 0,18$ e uma fase $\phi = \pi$. Nós reconhecemos um desaparecimento total da réplica devido aos interstícios.

Na figura II.43 na página seguinte, a compensação é feita em um pulso forte desvio de frequência: $\phi^{(2)} = 7,10 \text{ fs}^{-2}$. A linha cinza (parte superior) é a intensidade na ausência compensação e linha preta (parte inferior), com compensação. A compensação foi realizado com uma amplitude $A = 0,20$ e uma fase $\phi = \pi$. Aqui, novamente, a réplica foi totalmente cancelado.

II.9. RESULTADOS E LIMITAÇÕES

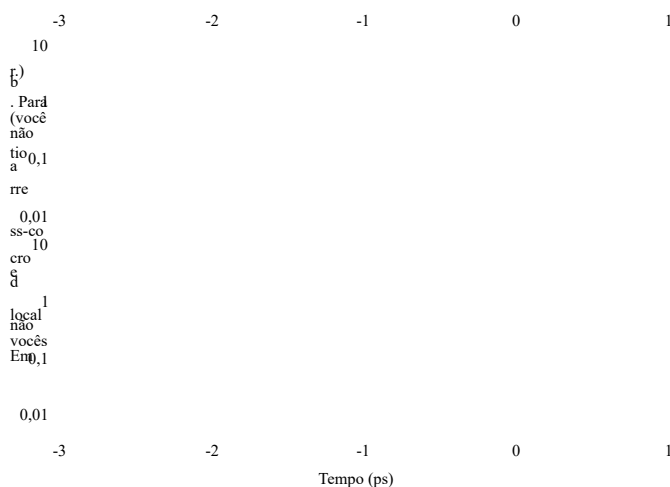


FIG. II.42 - Compensação por tremores secundários devido a interstícios por um período de -2 ps. Sem compensação (linha cinza), observamos na intensidade um pico em $t = 0$. Com compensação (amplitude $A = 0,18$ e fase $\varphi = \pi$) (linha preta), este pico desapareceu completamente.

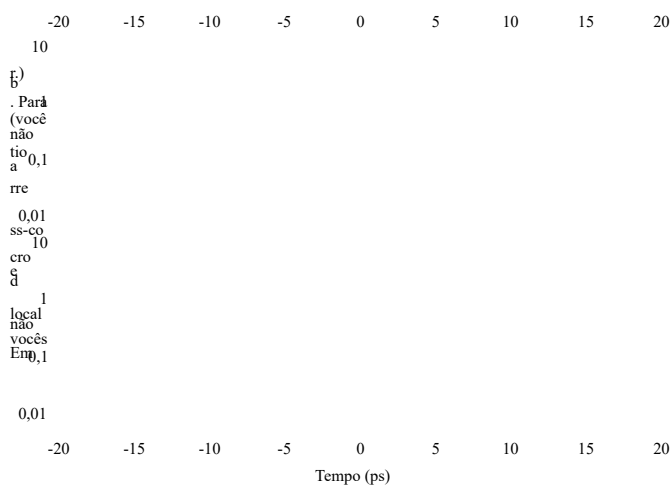


FIG. II.43 - Compensação por tremores secundários devido a interstícios de uma fase quadrático $\varphi(t) = 7,10 \text{ fs}^{-2} t^2$. Sem compensação (linha cinza), nós observa em $t = 0$ um pico estreito seis vezes mais intenso que o pulso

em forma. Com compensação (amplitude $A = 0,2$ e fase $\varphi = \pi$) (linha preta), este pico desapareceu completamente.

Página 73

64

CAPÍTULO II. MOLDADOR DE CRISTAL LÍQUIDO

Como esses exemplos mostram, essa abordagem "manual" funciona relativamente Boa. A compensação a ser introduzida parece apoiar a ideia de que a transmissão de interstices corresponde à modelagem para tensão zero. Na verdade, para tensão zero, obtemos uma formatação próxima à identidade e aqui, a compensação é ótima é sempre obtido para $\varphi = \pi$.

No entanto, a amplitude da compensação a ser fornecida varia dependendo da configuração forma programada. Isso se deve ao comportamento dos cristais líquidos na interface entre um pixel e a lacuna vizinha (já mencionada na parte II.9.2.1 página 51). Estes passam continuamente a partir da orientação imposta no nível do pixel para a orientação de repouso no da lacuna. Esta transição depende fortemente da voltagem que é aplicada ao pixel e, portanto, o tipo de formatação. Atualmente não há modelo para calcular a importância da réplica devido aos interstícios para uma determinada formatação.

Para compensar mais precisamente esta réplica, bem como as demais deformações, ela é possível usar algoritmos de otimização iterativa. Se tal modelo para a transição para a interface pixel / interstício existiu, poderíamos compensar completamente o replica sem recorrer a algoritmos iterativos.

II.9.5.2 Atenuação de réplicas de pixelização

Acabamos de ver que foi relativamente fácil compensar os tremores secundários devido a interstícios. Seria ilusório acreditar que podemos fazer o mesmo com as réplicas devidas na pixelação ²⁶. Vimos que, por causa da pixelização, não controlamos o campo formatado apenas dentro de uma janela de $T_0 \approx 35,8$ ps e que precisamente o as réplicas estão fora desta janela.

No entanto, é possível jogar no acoplamento espaço-temporal para atenuar estes réplicas. Na verdade, o acoplamento espaço-temporal na aproximação gaussiana resulta em por uma multiplicação do campo de saída por um Gaussiano temporal. Podemos variar para será a largura e a posição temporal deste Gaussiano tocando respectivamente em o diâmetro do feixe de entrada (ver equação II.41 na página 58) e a filtragem espacial na saída (veja a nota na página 59). Experimentalmente, basta alterar a abertura do diafragma de entrada e a posição do diafragma de saída para controlar este envelope Gaussiano. A ideia é centrar este Gaussiano na formatação desejada ajustando na melhor das hipóteses, sua largura para esmagar as réplicas sem distorcer demais a formatação.

II.10 Aplicativos

Há muito tempo usamos o modelador que acabamos de descrever em detalhes.

muitas experiências. Os objetivos que nos propusemos durante a sua construção foram alta resolução espectral e controle completo do campo (fase e amplitude). O a alta resolução espectral resulta em uma janela de tempo disponível para configuração na forma muito grande (cerca de 35 ps). Também se traduz na possibilidade de alcançar formatação muito complexa.

²⁶ A solução existe, mas não é simples: substitua a máscara por uma máscara não pixelada!

Página 74

II.10. FORMULÁRIOS

65

Apresentaremos aqui vários resultados que, sem serem exaustivos, nos parecem características das possibilidades do nosso formador. Vamos primeiro mostrar o primeiro meus experimentos visavam determinar as capacidades e os limites de nosso formador. Nós irá então apresentar a formatação usada para controle coerente no átomo de rubídio (detalhado no capítulo IV página 95). Em seguida, descreveremos resumidamente os resultados. estados obtidos na compensação de dispersão ressonante (tratados em detalhes na tese por Jean-Christophe Delagnes [97], bem como na referência [98]). Finalmente vamos mostrar as possibilidades da linha dobrada II.2.3 página 23.

II.10.1 Experimentos de Demonstração

Durante os experimentos de caracterização do shaper, fomos capazes de mostrar um transmissão de potência de mais de 60% para todo o dispositivo com um fator extinção ²⁷ de 20 dB. Com as correções adequadas (ver parte II.9.2 página 47), é até possível chegar a 30 dB.

Para mostrar o intervalo de tempo disponível para realizar a formatação, nós programaram prazos diferentes. Isso corresponde a funções de transferência do tipo

$H(\omega) = e^{-i\varphi(\omega)(\omega - \omega_0)}$, onde ω_0 é o pulso de laser central e $\varphi(\omega)$ o atraso desejado. O a figura II.44 relembra os resultados obtidos para vários tempos entre -30 ps e 30 ps. Conforme explicado na parte II.9.3.3 na página 57, vemos um

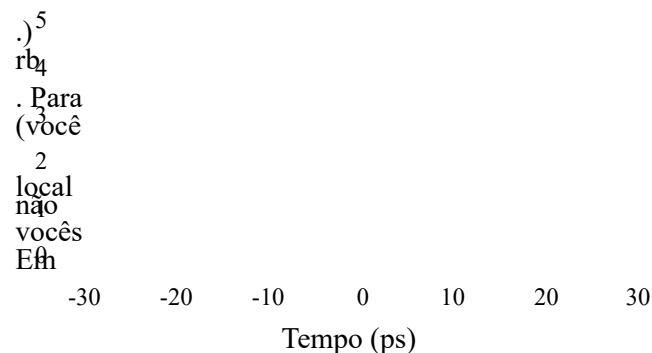


FIG. II.44 - Demonstração do envelope de tempo. Intensidade de cruzamento correlação (quadrados pretos) para diferentes atrasos introduzidos pelo

shaper. Um envelope de tempo gaussiano (linha cinza) é claramente visível (ver parte II.9.3.3 página 57).

Envelope gaussiano de largura a meia altura e intensidade de 23 ps. Esta duração depende fortemente do diâmetro do feixe incidente e pode ser aumentado usando um feixe água maior. Com a viga usada aqui (2 mm de diâmetro), é possível fazer modelagem espalhou-se por cerca de vinte picossegundos sem perder muita intensidade. Este intervalo de tempo é menor do que a janela de tempo máximo $T_0 \approx 35,8$ ps

²⁷ Esta é a razão entre a intensidade máxima transmitida e a intensidade mínima transmitida.

Página 75

de nosso formador na ausência de acoplamento espaço-temporal. No entanto, permanece muito grande antes do que é alcançável com os shapers encontrados na literatura [28, 95, 48].

A título de exemplo, a figura II.45 dá as tensões aplicadas às duas barras de cristal líquido (SLM1 e SLM2) para obter um atraso de -1 ps.

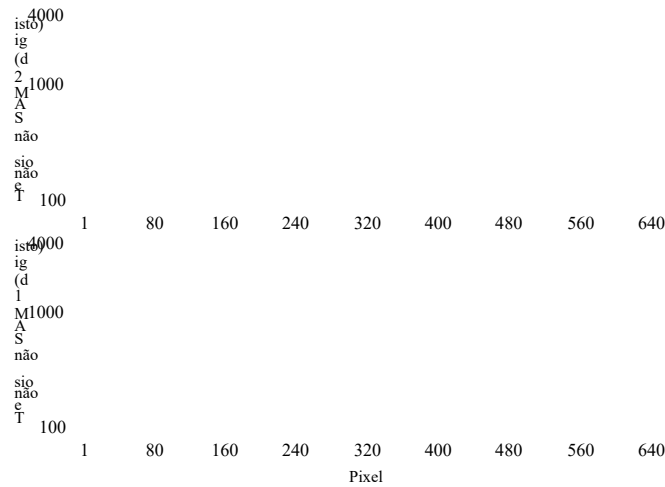


FIG. II.45 - Tensões (em dígitos: 4096 níveis de cinza) aplicadas aos dois tiras de cristal líquido (SLM1 e SLM2) para a obtenção com um atraso de -1 ps.

A fim de ilustrar a realização da modelagem complexa, programamos o seguintes layouts.

- (a) Três pares de pulsos de mesma amplitude. As intensidades relativas entre os pares são 1/2, 1 e 1/3. Isso corresponde a uma função de transferência:

(1) $12 (a - a0)$

$$H_{(a)}(\omega) \propto e^{-i\varphi_{11}(\omega-\omega_0)} + e^{-i\varphi_{12}(\omega-\omega_0)} + e^{-i\varphi_{13}(\omega-\omega_0)} + A_{(a)} e^{i\varphi_{(a)}}$$

onde o τ_{ij} são as posições dos diferentes pulsos da sequência, ω_0 a pulsação usina de energia a laser e $A_{(a)} e^{i\varphi_{(a)}}$ compensação para tremores secundários devido a interstícios, ajustado manualmente.

(b) Um pulso quadrado de 700 fs de duração, ou seja, uma função de transferência:

$$H_{(b)}(\omega) \propto \text{sinc}((\omega - \omega_0) T / 2) e^{-i\varphi_{(1)}(\omega - \omega_0)} + A_{(b)} e^{i\varphi_{(b)}}$$

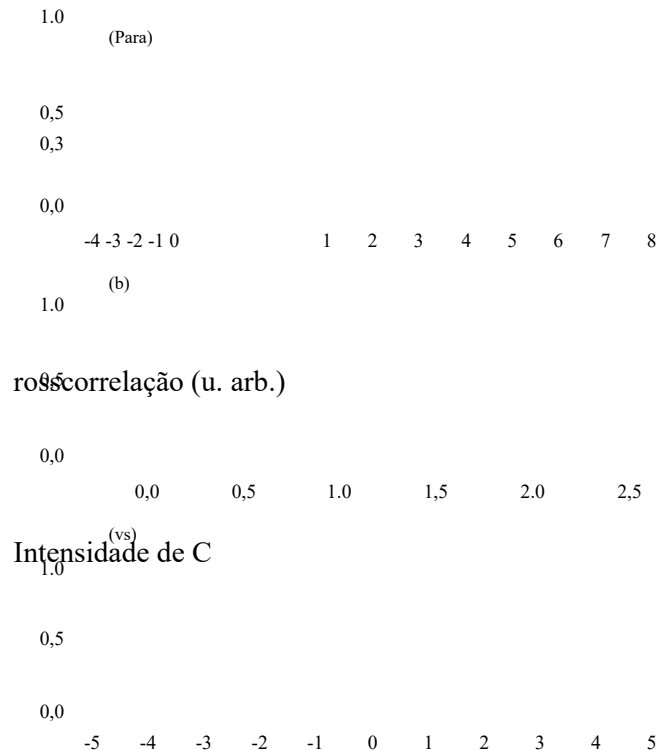
com T a duração do pulso quadrado e $\varphi_{(1)}$ sua posição.

II.10. FORMULÁRIOS

(c) Três pulsos, o primeiro com uma fase cúbica, o segundo com uma fase plana e a última uma fase quadrática. Isso é :

$$H_{(c)}(\omega) \propto e^{-i\varphi_{(1)}(\omega-\omega_0)^3} + \frac{1}{2} e^{-i\varphi_{(2)}(\omega-\omega_0)^2} + A_{(c)} e^{i\varphi_{(c)}}$$

A Figura II.46 mostra a intensidade da correlação obtida para esses três exemplos. O



Atraso (ps)

FIG. II.46 - Teórico (linhas cinzas) e experimental (carros pretos). (a) 3 pares de pulsos de intensidades relativas 1/2, 1 e 1/3, (b) pulso quadrado de 700 fs, e (c) três pulsos com uma fase cúbica ($9,10^7 \text{ fs}^3$), uma fase plana e um quadrático ($5,10^4 \text{ fs}^2$).

os quadrados pretos correspondem aos resultados experimentais e as linhas cinzas à formatação solicitada ²⁸. Em qualquer caso, o acordo é excelente, embora a compensação por defeitos inerente a este tipo de modelador é muito básico aqui. Na verdade, não buscamos compensar o efeito do envelope temporal gaussiano (acoplamento espaço-temporal) e nós compensou a réplica de atraso zero simplesmente adicionando um pulso de atraso zero, em oposição de fase (ver parte II.9.5.1 página 62). Para melhores resultados,

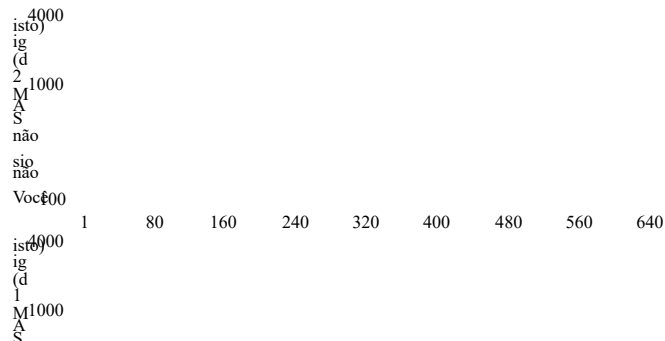
²⁸ Ou seja, as funções de transferência apresentadas acima. Nós absolutamente ignoramos defeitos de linha, nomeadamente pixelização e acoplamento espaço-temporal para essas curvas teóricas.

efeitos de pixelização e acoplamento espaço-temporal devem ser compensados de tal forma mais fino. Isso pode ser feito usando um procedimento iterativo [48].

Além disso, observamos que o intervalo de tempo de modelagem é particularmente ampla. Moldar com mais de 10 μs é facilmente alcançável. A partir de Uma formatação mais longa pode ser gerada, mas a amplitude deve então ser corrigida temporal para levar em consideração o envelope gaussiano.

No caso do pulso quadrado (figura II.46 (b)), observamos oscilações na platô que são inteiramente devidos à largura espectral estreita do pulso a ser definido Formato. A formação espectral é, portanto, truncada. Para pulsos quadrados mais longo, menos oscilações são observadas.

Por exemplo, as tensões aplicadas às duas matrizes de cristal líquido (SLM1 e SLM2) para a realização deste pulso quadrado são dados no figura II.47. As tensões são fornecidas em dígitos, ou seja, em níveis de cinza entre 1 e 4096 (4096 dígitos correspondem a uma tensão máxima de 8 V).



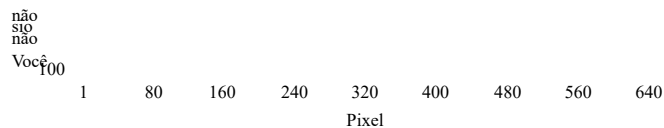


FIG. II.47 - Tensões (em dígitos: 4096 níveis de cinza) aplicadas aos dois tiras de cristal líquido (SLM1 e SLM2) para a obtenção do pulso quadrado na Figura II.46 (b).

A Figura II.48 na página seguinte apresenta outro exemplo onde apenas a formatação em amplitude. O espectro do nosso amplificador regenerativo (círculos cinza) é modificado para obter um espectro perfeitamente Gaussiano (quadrado preto). Para fazer isso, nós levamos em consideração o espectro de entrada na função de transferência programada. O acordo com a formatação solicitada (linha cinza) é excelente. Nenhuma iteração foi usada para esta formatação e nenhuma correção dos defeitos foi necessária. É tudo em torna possível combinar esta modelagem de amplitude com uma fase arbitrária. Naquela pode tornar possível ter um modelo de impulso (espectro gaussiano com fase polinomial por exemplo) que correspondem perfeitamente ao tipo de pulsos usados em muitas simulações.

II.10. FORMULÁRIOS

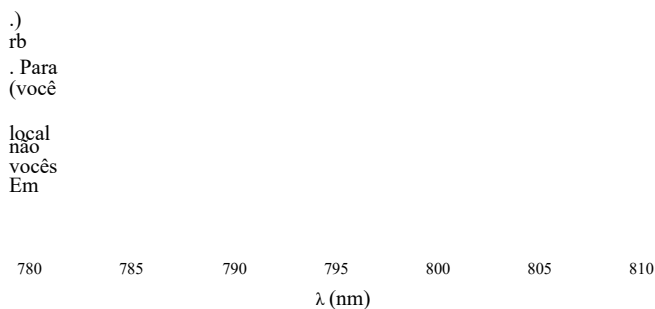


FIG. II.48 - Correção de intensidade espectral: espectro não corrigido (círculos cinza), espectro gaussiano experimental (quadrados pretos) e espectro gaussiano teórica (linha cinza).

II.10.2 Aplicação ao controle coerente

Outros resultados foram obtidos com este dispositivo, em particular para experimentos controle coerente em rubídio [47] apresentado no capítulo IV, página 95.

Pulsos de desvio de alta frequência com saltos de fase de π foram assim sintetizados.

Fases quadráticas de mais de $2,10^5$ fs² foram obtidas sem deformação do perfil

temporal. O critério de Nyquist (variação de fase menor que π de um pixel para seu vizinho) permite dar uma fase quadrática máxima: $\varphi^{(2)} = T_0^2 / [2\pi N] \approx 3,2, 10^{-5} \text{ fs}^2$ (T_0 sendo a janela de tempo acessível e N o número de pixels). Abaixo deste limite, os perfis temporais são muito bem reproduzidos. Fases quadráticas maiores (até $9, 10^{-5} \text{ fs}^2$), também foram obtidos, mas com durações para os pulsos alongados inferiores às durações teóricas. Esta redução na duração é causada, entre outras coisas pelo envelope temporal gaussiano devido ao acoplamento espaço-temporal.

Ultimamente, geramos sequências de pulso [50, 51] (uma limitada por Transformada de Fourier, a outra com desvio de alta frequência) separada por vários picosecondes com controle interferométrico do atraso. Esses resultados são apresentados em detalhes no capítulo IV.

II.10.3 Compensação de dispersão ressonante

Temos realizado dispersão ressonante [98]. Aqui iremos apresentar brevemente o princípio deste experimento, bem como os resultados observados. Tudo isso é tratado com mais detalhes na tese de John. Christophe Delagnes [97] que estava particularmente interessado nos efeitos da propagação pulsos ultracurtos.

Os problemas de dispersão são bem conhecidos no campo da ultra-óptica. Normalmente, estamos interessados na propagação de um pulso curto em um meio transparente. A pulsação central desse impulso está, portanto, longe de qualquer ressonância. Um pulso distorcido é então observado na saída do meio por causa do

fase espectral não linear $\varphi_{nl}(\omega)$ acumulada durante a propagação. O principal efeito de esta fase é a dispersão da velocidade do grupo (GVD) que introduz uma deriva de frequência temporal no pulso de saída (chirp). Muitos dispositivos simples foram desenvolvidos para compensar esta dispersão na velocidade do grupo [99, 100]. Na maioria dos casos, limpar as ordens mais baixas de $\varphi_{nl}(\omega)$ é mais do que suficiente.

Aqui estamos interessados na propagação de um pulso ressonante ultracurto com uma transição intermediária. Esta situação é muito comum em especificações Troscopia ultrarrápida e em alguns experimentos de dinâmica de ondas de pacote [101]. Como o pulso é curto, seu espectro é muito mais amplo do que o especificado história da transição. A absorção, portanto, diz respeito apenas a uma parte extremamente estreita do espectro e o principal efeito de propagação é um efeito dispersivo. Podemos mostrar isso a fase acumulada durante a propagação é escrita

$$\varphi_{nl}(\omega) = - \frac{\omega}{c l (n(\omega) - 1)} \approx \frac{\alpha \Delta_d}{\omega - \omega_{em}} \quad (\text{II.43})$$

onde α é o coeficiente de absorção na ressonância, l o comprimento do meio, Δ_d a largura Doppler da transição e ω_{em} a pulsação da transição.

Esta fase apresenta um comportamento hiperbólico e não se pode absolutamente expandir na série de Taylor em torno de ω_{em} . Não podemos, portanto, compensar a dis-

persão usando os dispositivos usuais que só permitem a introdução de fases quadrático e cúbico.

Nosso formador permite que ele introduza uma fase $\varphi_{cp}(\omega)$ oposta àquela acumulada durante a propagação:

$$\varphi_{cp}(\omega) = -\varphi_{nl}(\omega) \simeq - \frac{\alpha l \Delta_d}{\omega - \omega_{em}} \tag{II.44}$$

Para isso, usamos os pulsos fornecidos pelo nosso oscilador (150 fs de duração, comprimento de onda central 795 nm, largura espectral de 9,7 nm). Estes cruzam o caminho neur, bem como uma fornalha contendo rubídio, como mostrado esquematicamente na figura II.49.

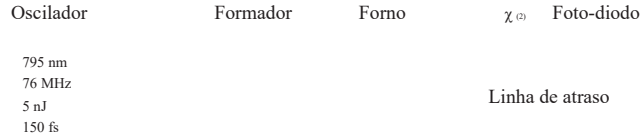


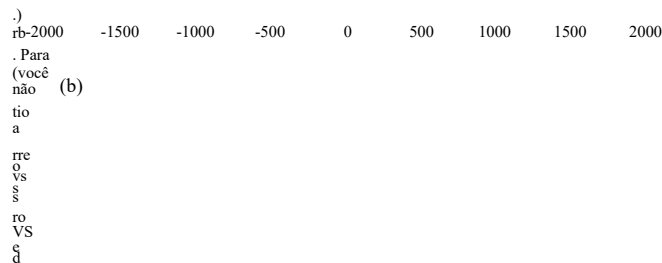
FIG. II.49 - Dispositivo experimental para compensação de dispersão ressonante. O impulso distorcido pelo formador e a fornalha é distorcido detectado por correlação com um pulso curto.

A transição ressonante é $5s_{1/2} \rightarrow 5p_{1/2}$ a $\lambda_a = 794,75$ nm. O forno esta levado a uma temperatura de 160 °C, que corresponde a uma pressão de rubídio da ordem de $7,9 \cdot 10^{-3}$ mbar. Na saída, o pulso transmitido é detectado por correlação com um pulso curto ²⁹.

²⁹ Isso vem de uma parte do feixe obtido diretamente na saída do oscilador

A Figura II.50 mostra os resultados obtidos durante este experimento. Dos três sub-

(Para)



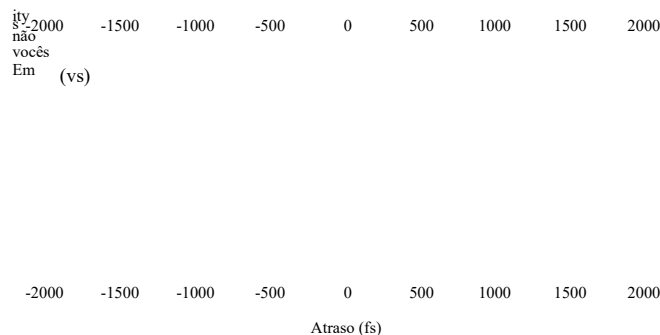


FIG. II.50 - Compensação de dispersão por um vapor atômico ressonante nante e denso: impulso inicial em linhas pontilhadas cinza, impulso distorcido em preto para o experimento, em cinza para a teoria. (Para pulso distorcido pelo vapor, (b) pulso pré-compensado pelo modelador, (c) impulso após passar pelo modelador e vapor.

figuras (a), (b) e (c), as linhas cinza pontilhadas representam a correlação do pulso tendo não sofre deformação, a linha preta, o mesmo impulso após a deformação e a linha cinza corresponde à deformação teórica. Na sub-figura (a), o pulso está distorcido passando pelo forno, sendo o formador inativo. O impulso é fortemente alongado e os rebotes são visíveis ao longo de vários picossegundos. Na sub-figura (b), o forno está vazio e apenas o modelador está ativo. Este último foi programado para simular a dispersão oposto ao do forno. Observamos uma deformação simétrica pela reversão do tempo em comparação com o induzido pela fornalha. Finalmente, na sub-figura (c), o modelador está ativo e o forno cheio. Observamos um impulso muito pouco deformado em comparação com o impulso de partida.

Conseguimos, portanto, compensar a dispersão ressonante introduzida pelo vapor atômico.

mique, que não é alcançável por dispositivos usuais. Notamos, no entanto, no IM o pulso compensou um ombro em momentos negativos e um leve rebote em torno de 700 fs. A compensação não é perfeita e é limitada pela determinação do nosso formador. Em Na verdade, a fase de compensação (ver equação II.44 página 70) diverge em ω_{em} : sua inclinação é tanto mais íngreme quanto nos aproximamos de ω_{em} . Portanto, temos uma zona em torno de ω_{em} onde a evolução da fase é muito rápida para ser reproduzida pelo modelador. Por volta de ω_{em} , o modelador não consegue reproduzir a fase de compensação. Nós observamos nesta área uma fase muito importante salta de um pixel para outro. Esses saltos muito próximos irão introduzir reduzir um buraco na intensidade que é claramente observado no espectro na saída do modelador (ver figura II.51 (a)).

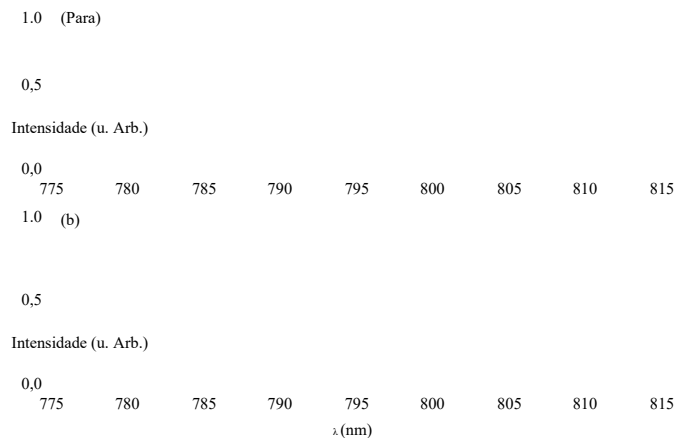


FIG. II.51 - Espectros na saída do modelador para compensação do dispersão ressonante: (a) para todos os comprimentos de onda; (b) para uma fase constante em torno de λ_{em} . As linhas pontilhadas indicam a posição de λ_{em} .

Podemos entender a origem deste buraco, lembrando que a máscara programada é convolvido pelo perfil espacial dos componentes espectrais no plano de Fourier (ver parte II.9.3.3 página 57). O perfil espacial de cada componente espectral calcula a média do efeito vários pixels: como eles introduzem fases muito diferentes aqui, o resultado geral é uma diminuição da amplitude.

Para evitar este problema, uma fase constante pode ser programada em toda a zona. Isso evita a perda de transmissão, como pode ser visto na Figura II.51 (b), enquanto oferecendo uma compensação quase tão eficaz. No caso anterior, onde procuramos para reproduzir a fase de compensação perto de ω_{em} , isso resulta em um forte atenuação de componentes espectrais perto de ω_{em} . Com esta nova abordagem, estes os componentes não são atenuados, mas também não são compensados. Eles estão portanto transmitido, mas fortemente difundido ao longo do tempo.

II.10.4 Formador dobrado

Os resultados aqui apresentados foram obtidos com meia linha com dispersão zero, como o apresentado na figura II.11 (b), página 24 na parte II.2.3. Nós temos para isso modificou nosso shaper, colocando um espelho logo atrás das duas máscaras para cristais líquidos. O interesse desta linha dobrada é duplo. Em primeiro lugar, diminuí em dois do tamanho da linha também reduzindo seu custo: uma única rede e um único espelho cilíndricos são necessários. Em seguida, torna a configuração da linha muito mais simples. Na verdade, os graus de liberdade de ajuste são bastante reduzidos. Além disso, a maioria

Crítica e de longe a mais difícil da linha padrão é a orientação das duas redes: os ângulos devem ser exatamente os mesmos. Aqui, usamos a mesma rede e os ângulos são automaticamente idênticos.

A passagem dupla dobra os deslocamentos de fase que podem ser introduzidos, o que não é realmente interessante já que 2π é o suficiente. Isso reduz a sensibilidade por um fator de dois, que pode ser um problema.

A Figura II.52 mostra duas formas espectrais obtidas com o modelador usual (linha preta) e o modelador dobrado (linha cinza). Exemplo II.52 (a) corresponde a dois pulsos separados por 1 ps, enquanto II.52 (b) é um orifício espectral de 20 pixels de largura (isto é, 1,2 nm) centrado em 794,3 nm. O acordo é muito bom em ambos os casos e o pequenas diferenças observadas são certamente devido à modificação do alinhamento em espectrômetro e um desvio de espectro de laser.

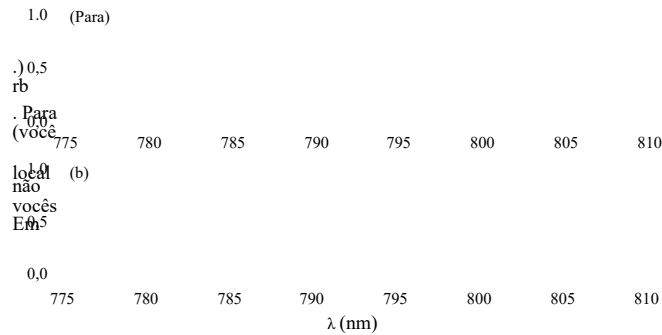


FIG. II.52 - Formatação com shaper normal (linha cinza) e dobrado (linha preto): (a) sequência de dois pulsos separados por 1 ps, (b) buraco Espectral de 1,2 nm centrado em 794,3 nm.

Também realizamos toda uma série de modelagem temporal, em particular mento de fases quadráticas e cúbicas importantes. Nós temos na maioria caso obteve exatamente os mesmos resultados que com a linha normal. Figura II.53 página A seguir apresenta-se o resultado obtido para diferentes atrasos alcançados com a linha dobrada. Linho- A densidade de correlação com um pulso curto é representada pelos quadrados pretos. Nós obtém resultados bastante semelhantes aos obtidos com a linha padrão (ver figura II.44 página 65). A principal diferença é a largura do envelope gaussiano que está aqui duas vezes mais baixo (mais exatamente 11,3 ps). Isso se deve simplesmente ao uso

) 8
rb 7
. Para 6
(você 5
4
local 3
não

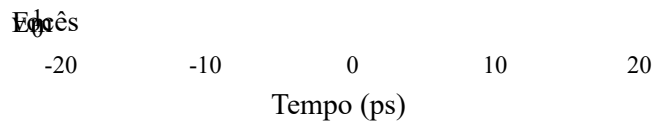


FIG. II.53 - Intensidade de correlação (quadrados pretos) para diferentes introduções produzido com o moldador dobrado. Envelope gaussiano (linha cinza) largura na altura média de 11,3 ps é devido ao espaço temporal. Corresponde a um diâmetro de feixe de entrada de ligeiramente inferior a 1 mm.

uma viga com um diâmetro duas vezes menor (1 mm de diâmetro de largura a meia altura em intensidade).

O arranjo dobrado do moldador é, portanto, particularmente interessante porque fornece desempenho comparável ao do modelador normal, enquanto simplificando o dispositivo e reduzindo seu volume e seu custo de fabricação (a grelha única e espelho cilíndrico único).

Capítulo III

OUTROS DISPOSITIVOS DE IMPLEMENTAÇÃO FORMATO

Além do desenvolvimento e uso do shaper de alta resolução de 800 nm (cada palhaço II), também trabalhei na formação de pulsos sintonizáveis visíveis. Estes impulsos são gerados por um dos dois NOPAs descritos no Capítulo I.

Eles têm muitos interesses. Em primeiro lugar, eles tornam possível estender o alcance comprimentos de onda acessíveis a todo o espectro visível. Isso torna possível o estudo e o controle de muitos sistemas atômicos tendo transições nesta faixa.

Em seguida, experimentos de sonda de bomba podem ser realizados com pulsos em do-Ponteiros espectrais completamente diferentes (sonda de bomba de duas cores). Finalmente, um interesse muito específico para NOPAs (o que os distingue em particular de OPAs colineares) é a duração desses impulsos visíveis [57]. Na verdade, recomprimidos corretamente, esses impulsos As tabelas oferecem durações significativamente mais curtas (entre 30 fs e 6 fs, dependendo do tipo de NOPA) do que o pulso usado para bombear o NOPA (duração da ordem de 130 fs na maioria das vezes). O encurtamento desses pulsos é um parâmetro determinante para a resolução temporal experimentos de bomba-sonda no visível.

A recompressão desses impulsos é, portanto, um passo fundamental em que muitos grupos olharam [102, 103, 104, 80, 105, 60, 106, 58]. Várias técnicas são usadas sessões, mais ou menos refinadas. Uma solução frequentemente usada é o compressor de prisma em passagem dupla [60, 104, 107, 58]. Outra solução mais recente, que atraiu muitos grupos, é o uso de espelhos de dispersão controlada ou espelhos "chirped" [80, 105]. Aqueles espelhos apresentam um revestimento dielétrico multicamadas especialmente projetado para introduzir a dispersão negativa. A ideia é que comprimentos de onda curtos são refletidos pelas camadas externas e os comprimentos de onda longos pelas camadas profundas. No decorrer de um reflexo em tal espelho, os comprimentos de onda longos viajam mais maior do que comprimentos de onda curtos, resultando em dispersão negativa.

Além da simples recompressão dos impulsos, pode ser muito interessante para controlar a forma desses pulsos visíveis sintonizáveis. Esta capacidade para forma pode ser usada para experimentos de controle coerente [46, 19, 12] no visível ou bem à otimização de pulsos no UV obtidos a partir dos pulsos visíveis por duplicação ou soma de frequência.

Vamos detalhar aqui duas abordagens diferentes implementadas para alcançar ambos recompressão e formação de impulsos de NOPA. Os primeiros descansos sobre o uso de um espelho deformável dentro do compressor de prisma duplo passagem. Foi desenvolvido em colaboração com a equipe de Albert Stolow em

STEACIE Institute. O segundo foi desenvolvido em Toulouse em parceria com Daniel Kaplan¹. Ele usa um filtro dispersivo acústico-óptico programável ou AOPDF (para "Filtro Dispersivo Acústico-Óptico Programável") especialmente projetado para o recompressão de onda de pulso visível ajustável e modelagem [41].

Não houve um trabalho de desenvolvimento tão importante com esses dois shapers. do que para o shaper de alta resolução apresentado no capítulo II. É mais sobre o uso aqui o do desenvolvimento.

III.1 espelhos deformáveis

Aqui apresentamos o prisma e o compressor de espelho deformável que instalei e usado no Instituto STEACIE, Ottawa. Vamos primeiro lembrar os principais aspectos características do NOPA, enfatizando a necessidade de um sistema de compressão de saída. Em seguida, apresentaremos o princípio do compressor de espelho deformável, mostrando sua âmbito das aplicações.

III.1.1 Lembretes no NOPA

O amplificador paramétrico óptico ou NOPA (Paramétrico óptico não colinear Amplificador) é uma fonte de pulsos ultracurtos, sintonizáveis em toda a faixa visível. Tempos da ordem de 20 fs são comumente alcançados com dispositivos que incluem comerciais. A faixa de sintonia espectral se estende de 510 nm a 700 nm. Energia típico obtido é da ordem de dez μJ .

O próprio princípio do NOPA torna necessário o uso de um compressor de saída. Na verdade, o NOPA é baseado na geração de um continuum de luz branca: uma parte deste continuum será amplificado (pela diferença de frequência em um cristal não linear, como explicado resumidamente na parte I.4 página 7) para dar o amplo impulso enfaixado. Portanto, encontramos nos pulsos de saída a fase espectral do contínuo mais aquela introduzida pela ótica passou pelos diferentes estágios de amplificação (lentes, cristais, ...). A fase espectral total é particularmente importante e complexa. Sem compressor, os pulsos obtidos têm durações da ordem de algumas centenas de fs.

Vários tipos de compressores estão disponíveis. Os espelhos chilreados, a compressa Os mais comuns são compressores prismáticos e compressores de rede. O NOPA com o qual trabalhamos no Instituto STEACIE (Clark-MXR NOPA) tinha uma compressa sor com prismas. Seu princípio é lembrado na figura III.1 da página seguinte. O diferente componentes espectrais são separados por um primeiro prisma e seguem caminhos ópticos diferente. Um segundo prisma cabeça-a-cauda compensa a separação angular. Um espelho de fallback retorna os vários componentes para o compressor. Obtemos na saída um feixe água recomposta com uma fase espectral dependendo da distância entre os prismas e a espessura do vidro cruzada. Podemos, portanto, introduzir uma fase espectral quadrática de sinal arbitrário. Deve-se notar que os diferentes componentes são separados ao nível do

¹ da empresa Fastlite.

espelho dobrável. Com este tipo de compressor, obtemos durações entre 30 fs e 15 fs,

Para)

b)

FIG. III.1 - Compressor de prisma: a) vista superior, b) vista lateral.

dependendo do tipo de NOPA.

Embora muito curtos, esses pulsos não são os mais curtos possíveis: eles não são limitados pela transformada de Fourier. Na verdade, os compressores de prisma não compensam que as ordens mais baixas da fase espectral: fase quadrática na maioria dos casos ou fase quadrática e fase cúbica para compressores específicos, não sintonizável. No entanto, os pulsos do NOPA têm um perfil de fase mais complexo e é necessário compensar, além da fase quadrática, a fase residual para chegar mais perto das durações mais curtas. Na maioria das vezes, um espelho é usado para isso: um espelho deformável colocado dentro do prisma ou compressor de rede. Com este tipo de compressor e NOPA especialmente otimizado, várias equipes obtiveram impulsos de alguns femtossegundos [103, 102, 108].

III.1.2 Compressor de espelho deformável

O compressor de espelho deformável que produzimos está muito próximo do compressor com prismas na figura III.1. A única diferença é que o espelho dobrável é substituído por um espelho de membrana deformável, conforme mostrado esquematicamente na figura III.2 página Próximo. Este espelho (espelhos deformáveis micromaquinados lineares Oko de 19 canais) é composto de uma membrana suspensa de 19 atuadores piezoelétricos. A membrana oferece uma superfície de 11x39 mm. Cada atuador é controlado por tensão (entre 0 e 280 V codificado em 8 bits) e permite um deslocamento local da membrana (máximo de 6 μm). Para um conjunto de tensões aplicadas, o espelho tem um perfil $M(x)$, sendo x a direção de espalhamento dos componentes espectrais (ver Figura III.2 b)). Os diferentes componentes espectrais portanto, viajam uma distância mais ou menos longa dependendo da posição x onde eles são refletidos. Ao notar $\omega(x)$ a dispersão ao nível do espelho, temos uma fase espectral introduzida por o espelho :

$$\varphi_M(\omega) = \frac{2\pi}{\lambda(x)} M(x) = \frac{4\pi}{c} \omega(x) M(x) \quad (\text{III.1})$$

Graças ao espelho deformável, podemos adicionar à fase quadrática introduzida pelo compressor uma fase arbitrária $\varphi_M(\omega)$.

Para)

b)

FIG. III.2 - Compressor com espelho deformável: a) vista superior, b) detalhe do espelho e notações.

Além de controlar apenas a fase, o modelador assim obtido é muito diferente do shaper de alta resolução. Em primeiro lugar, sua resolução é muito baixa. Isso é devido em grande parte devido ao pequeno número de parâmetros livres (apenas 19 atuadores). Está adicionado a isso o fato de que os diferentes componentes espectrais não são devidamente visualizados no nível do espelho deformável: cada componente espectral tem ao nível do espelho deformável o mesmo perfil espacial do feixe incidente. A máscara de fase $\varphi_M(\omega)$ é portanto, complicado por um perfil espacial relativamente amplo, o que pode degradar a resolução deste formador.

Por outro lado, a fase $\varphi_M(\omega)$ é uma função contínua da pulsação. Na verdade, o membrana deforma-se continuamente de um atuador para outro. Isso tem uma vantagem Considerável em comparação com nosso shaper raster: nenhuma réplica é gerada. No entanto, as fases programáveis são muito mais restritas tanto na forma como excursão. Assim, ao contrário de uma máscara pixelizada, não podemos reproduzir um salto abrupto. Portanto, é impossível introduzir um salto de fase, por exemplo. Também limita a gama de fases que podem ser reproduzidas, mesmo no caso de uma fase contínua. Na verdade, com uma máscara pixelizada, podemos sempre dobrar a fase a ser programada em o intervalo $[0, 2\pi]$: é assim possível reproduzir fases apresentando excursões importante. Aqui, ao contrário, a membrana proíbe tal dobramento e somos limitados por a excursão máxima que a membrana pode suportar.

Essas duas limitações não são um problema. Na verdade, o propósito do modelador de membrana está aqui simplesmente para corrigir uma fase residual. Na verdade, a maior parte da fase já está corrigido pelos prismas e não é necessário introduzir fases muito grandes.

Finalmente, a fase residual a ser corrigida não apresenta saltos abruptos. No entanto, se nós também deseja usar este modelador para formatar o pulso corrigido, estaremos fortemente limitado.

Uma diferença final que importa é a taxa de atualização. Então

III.1. ESPELHOS DEFORMÁVEIS

79

que os cristais líquidos limitam o último a cerca de dez Hz, o espelho de membrana atinge taxas da ordem de 5 kHz. Esta velocidade de atualização, bem como a baixa número de parâmetros livres o torna muito adequado para otimizações de loop fechado. Isso é ainda mais interessante porque geralmente não sabemos com antecedência a fase residual a ser compensada e que uma otimização de malha fechada é, portanto, inteiramente fato indicado.

Vários elementos limitam o uso desse tipo de espelho. Em primeiro lugar, eles não não suporta densidade de alta potência. É aparentemente difícil fazer tratamentos resistentes ao fluxo na membrana flexível. Esse defeito é ainda mais irritante que há pouca (se houver) informações sobre a resistência ao fluxo para pulsos curtos. Na maioria das vezes, os dados existentes lidam com lasers contínuos ou nanossegundos.

Então, o espelho de membrana tende a distorcer o perfil espacial do pulso. Em particular, o fato de deformar tanto o perfil transversal para também modificar o raio de curvatura ao longo do eixo vertical. O espelho deformável, portanto, tende a modificar a divergência e a apontado do feixe que sai do compressor, o que é muito chato. Para limitar esses efeitos-lá, podemos introduzir uma lente cilíndrica que focalizará o feixe de acordo com a dimensão vertical, conforme mostrado na Figura III.3. Isso torna o perfil

Para)

b)

FIG. III.3 - Acréscimo de lente cilíndrica no espelho do compressor formáveis: a) vista superior, b) vista lateral.

vertical insensível às deformações da membrana. Por outro lado, aumenta a densidade de potência no espelho, que levando em consideração a baixa resistência ao fluxo, limita quanto maior a energia dos impulsos a serem moldados. Assim, modificamos o compressor introduzindo uma lente cilíndrica com uma distância focal de 40 cm para limitar as distorções do feixe de saída. Isso nos permitiu chegar a um ponto e uma divergência quase insensível às deformações programadas, mas nos limitava a energias da ordem de μJ na saída do compressor durante os dez μJ que o NOPA instalou no STEACIE Institute.

Infelizmente, não tenho resultados convincentes para apresentar sobre a melhoria do compressão graças ao espelho deformável. De fato, durante esta estada no Instituto STEACIE, muitos problemas amplificados de estabilidade da cadeia nos impediram de obter resultados adequados. Esses problemas de estabilidade já foram resolvidos e uma nova permanência

está planejado para concluir esses estudos.

Como acabamos de mostrar o espelho de membrana deformável dentro do compressor torna possível obter pulsos mais curtos e mais limpos na saída do NENHUMA PA. Também torna possível moldar o pulso de saída. Esta formatação é no entanto, fases extremamente limitadas e apenas contínuas com pequenas excursões são alcançáveis. Além disso, ele possui apenas um número muito pequeno de graus de liberdade. No final, o modelador de membrana deformável apresentado aqui deve ser considerado mais como um Compressor versátil e eficiente como uma verdadeira ferramenta de fitness.

Em seguida, o compressor de prisma, com ou sem espelho deformável, requer uma remontagem. alinhamento total ao ajustar o comprimento de onda de NOPA. Este realinhamento pode ser entediante e complica o processo de acordo NOPA. Finalmente, a desordem deste compressor é importante. Ele adiciona um caminho ótico considerável (da ordem metro), e este último deve ser compensado pela realização de quaisquer experimentos bomba-sonda.

É possível fazer um compressor muito mais compacto e não requer nenhum realinhamento usando um AOPDF. É até possível cair na real moldar capacidades diretamente do NOPA.

III.2 AOPDF: recompressão e modelagem

Realizamos em Toulouse duas séries de experimentos onde substituímos o comp. Prensador de saída NOPA por um AOPDF. Esses experimentos foram realizados com Daniel Kaplan ². O objetivo desses experimentos era obter um modelador especialmente otimizado, permitindo a compressão e a modelagem dos impulsos decorrentes do NOPA, em qualquer sua faixa espectral e esta com uma eficiência suficientemente alta.

Vamos primeiro relembrar brevemente o princípio de funcionamento do AOPDF, este sendo muito especial. Em seguida, mostraremos os resultados da compressão sintonizável, obtido com dois cristais diferentes. Veremos então os recursos de modelagem do segundo cristal. Finalmente, mostraremos nossa tentativa de alcançar de um NOPA programável usando o AOPDF.

III.2.1 Princípio de funcionamento

O AOPDF é um moldador extremamente compacto (ver figura III.4 na página seguinte orgulha-se) e muito fácil de usar. Os detalhes íntimos de como funciona são muito menos. Não pretendemos aqui explicar pelo menu a física que governa AOPDF. Queremos apenas dar uma ideia intuitiva dessa física. Nós convidamos todos os leitores que querem saber mais, consultem as várias referências que tratam da AOPDF [27, 37, 79, 109, 110, 111].

O AOPDF é baseado na interação colinear entre uma onda acústica $v(t)$ e um

² da empresa Fastlite que desenvolve AOPDF, cujo nome comercial é DAZZLER™.

III.2. AOPDF: RECOMPRESSÃO E ADEQUAÇÃO

81

FIG. III.4 - Fotografia de um protótipo de AOPDF.

Este cristal de paratellurita é fortemente birrefringente tanto acústica quanto opticamente. A onda óptica incidente (este é o pulso a ser moldado) se propaga ao longo do eixo cristal comum. Por difração de Bragg assistida pela onda acústica, os diferentes componentes espectrais da onda óptica podem ser comutados no eixo extraordinário do cristal, em diferentes posições do cristal. No entanto, as velocidades dos grupos não são as mesmas no eixo ordinário e no eixo extraordinário. O tempo gasto por um componente dado para passar através do cristal, portanto, dependerá do lugar onde ele foi inclinado. Nós obtemos assim, na saída do cristal dois pulsos de luz: um $E_{nd}(t)$ não difratado do mesmo polarização que o pulso incidente, e um difratado pela onda acústica $E_d(t)$ da qual a polarização é ortogonal à polarização de incidência. Esta onda difratada $E_d(t)$

FIG. III.5 - Diagrama esquemático do AOPDF. A interação colinear de um pulso $E_i(t)$ com uma onda acústica moldada $v(t)$ produz um pulso de forma difratada $E_d(t)$.

apresenta uma conformação diretamente relacionada à posição de difração no cristal dos diferentes componentes espectrais de $E_i(t)$. A Figura III.6 na próxima página dá um exemplo esquemático do processo. Para maior clareza, a onda não difratada não é mostrada.

Supomos que a onda incidente $E_i(t)$ tem um desvio de frequência positivo: o curto os comprimentos de onda chegam ao final do pulso. Ao difratar esses comprimentos de onda curtos no início do cristal (linhas azuis) e os comprimentos de onda longos no final do cristal (linhas vermelho), é possível cancelar o desvio de frequência e, portanto, comprimir o pulso brilhante. Para isso, a onda acústica programada deve apresentar um desvio de frequência oposto ao do impulso de comprimir.

Página 91

82

CAPÍTULO III. OUTROS DISPOSITIVOS DE FITNESS

FIG. III.6 - Esquema de funcionamento do AOPDF: os diferentes camadas espectrais da inclinação da onda incidente do eixo rápido para o eixo lento do cristal em diferentes posições. Isso muda o tempo de viagem de cada um deles dentro do cristal.

A onda difratada é expressa simplesmente como a convolução do impulso incidente pela onda acústica, afetada por um fator de escala:

$$E_d(t) = E_i(t) \circ v(\alpha t) \quad (\text{III.2})$$

onde \circ representa a convolução e com um fator de escala α igual a:

$$\alpha = \frac{v_s}{\Delta n V} \sim 10^7 \quad (\text{III.3})$$

Δn é a anisotropia óptica do cristal e V a velocidade de propagação da onda acústica. É este fator de escala α que torna possível transferir a forma da onda acústica para o pulso óptico. Está ligado à condição de sintonia de Bragg [111] que dá a frequência acústico f_{ac} a ser aplicado em um ponto do cristal para fazer com que um componente se incline lá comprimento de onda ótico λ_{op} :

$$f_{ac} = \frac{v_s}{\alpha \lambda_{op}} = \frac{f_{op}}{\alpha} \quad (\text{III.4})$$

Levando em consideração o valor do fator de escala α , a onda acústica deve ter uma frequência algumas dezenas de MHz para poder moldar pulsos no visível (algumas centenas de THz). A onda acústica é na verdade uma onda progressiva que é sin-

cronizado com o pulso de laser a ser modelado. Isso é gerado por um transdutor colado ao cristal e controlado por um sintetizador de alta frequência.

É, portanto, possível aplicar ao pulso incidente $E_i(t)$ a tempos arbitrários gerando a onda acústica apropriada.

III.2.1.1 Propriedades - janela de tempo

Como os outros shapers apresentados até agora, o AOPDF é um filtro espectral. Ao contrário do formador de cristal líquido de alta resolução, ele não é pixelado e

III.2. AOPDF: RECOMPRESSÃO E ADEQUAÇÃO

não introduz acoplamento espaço-temporal. Também permite uma taxa de atualização formatação programada de até kHz (em comparação com cerca de dez Hz para cristal líquido). Por outro lado, é limitado a menores densidades de energia e taxas taxa de repetição menor que MHz para o laser incidente.

Tal como acontece com o formador de cristal líquido, é possível definir uma janela temporal em que será possível realizar uma formatação. É preciso fazer muito tenha cuidado porque esta janela não tem absolutamente a mesma origem física que o caminho - neur de cristal líquido. No caso de cristais líquidos, está relacionado à pixelização em o domínio espectral e as pistas temporais aparecem fora desta janela.

O AOPDF, por outro lado, não é rasterizado e, portanto, não há réplica temporal.

Por outro lado, a janela de tempo acessível é limitada pelo tamanho do cristal. De fato, considere um determinado componente óptico: o menor atraso programável corresponde a lagoa para a sua propagação inteiramente no eixo ordinário (muda no eixo extraordinário no final do cristal). O maior atraso corresponde a uma propagação ao longo do dinaire (inclinação no início do cristal). A diferença entre esses dois tempos de viagem define a janela de tempo que pode ser produzida pelo AOPDF, para este componente espectral.

Para um pulso incidente centrado em λ_0 , esta janela T_{\max} vale:

$$T_{\max} = \Delta n_g(\lambda_0) \cos^2(\theta) L / c \quad (\text{III.5})$$

onde $\Delta n_g(\lambda_0)$ é o grupo de birrefringência em λ_0 , L o comprimento do cristal e θ o ângulo entre a direção de propagação no cristal e o eixo [110] do cristal. θ está diretamente relacionado a a taça de cristal. T_{\max} depende do comprimento de onda através de Δn_g cuja evolução é dado na figura III.7. Esta figura mostra que o T_{\max} aumenta para o curto comprimentos de onda.

FIG. III.7 - Evolução da birrefringência do grupo Δn_g em função do Comprimento de onda.

Este retardo T_{max} será usado para moldar o pulso de saída. No entanto, O AOPDF deve compensar a dispersão devido à propagação no cristal de TeO_2 . UMA parte de T_{max} - chamada de T_{cp} - é então usada para essa autocompensação. A dispersão

no TeO_2 é tanto maior quanto o cristal é longo e o comprimento de onda de o pulso incidente é curto ³. Além disso, o efeito desta dispersão nas travessias de impulso

sant o cristal é tanto mais importante quanto este último é espectralmente largo. T_{cp} é, portanto, tanto maior quanto o cristal é longo e como o impulso é grande espectrally. Ele aumenta para comprimentos de onda curtos.

Portanto, resta uma janela $T_{eff} = T_{max} - T_{cp}$ para atingir a formatação desejada. A evolução do T_{eff} em função dos diferentes parâmetros do cristal e das propriedades de o impulso incidente é relativamente complexo. É o resultado de uma competição entre respectivas evoluções de T_{max} e T_{cp} . Para uma determinada seção de cristal (ou seja, θ fixo) podemos delinear essa evolução.

Em primeiro lugar, T_{eff} é tanto maior quanto o cristal é comprido. Isso é bastante compreensível facilmente: quanto mais longo o cristal, maior será a diferença entre o tempo de viagem no eixo rápido e o eixo lento será ótimo.

Então, T_{eff} é tanto mais baixo quanto o comprimento de onda central do pulso é resumindo, como pode ser visto na figura III.8, que dá a evolução de T_{eff} (em ps) dependendo do comprimento de onda para diferentes durações do pulso incidente ⁴, para um cristal de 25 mm de comprimento, cortado em $\theta = 38^\circ$. Esta diminuição é devido a um aumento

FIG. III.8 - Evolução do T_{eff} em função do comprimento de onda para diferentes aluguéis de largura espectral, correspondentes a durações limitadas por Transformada de Fourier de 25 fs (linhas pontilhadas pretas), 30 fs (linha cinza) e 35 fs (linha preta).

de T_{cp} mais rápido do que $T_{\text{máx}}$ para comprimentos de onda curtos. Teremos, portanto, para um dado cristal, mais possibilidades de formatação no vermelho do que no azul.

Finalmente, T_{eff} é tanto menor quanto a largura espectral do pulso incidente é alto ou, o que dá no mesmo, que sua duração limitada pela transformada de Fourier é baixo. Essa tendência pode ser vista na Figura III.8. Isso também é facilmente compreendido: quanto mais amplo espectralmente o pulso incidente, mais ele será afetado pela dispersão

³ Esse é o caso da maioria dos materiais transparentes para comprimentos de onda visíveis.

⁴ O termo “duração” significa a largura na metade da altura em intensidade do perfil temporal do pulso. O impulsos incidentes aqui são limitados pela transformada de Fourier.

III.2. AOPDF: RECOMPRESSÃO E ADEQUAÇÃO

85

de TeO_2 . Será então necessário utilizar grande parte do tempo disponível T_{max} para autocompensão de cristal.

T_{max} , bem como a eficiência de difração de AOPDF dependem do corte do cristal, como mostrado esquematicamente na figura III.9. A capacidade de fitness varia em

FIG. III.9 - Evolução da eficiência de difração (linha cinza) e capacitância modelagem (ou seja, T_{max} , na linha preta) em função de o ângulo θ de corte do cristal.

cosseno quadrado de θ (ver equação III.5) e, portanto, tem um máximo em torno de $\theta = 0^\circ$.

Já a eficiência de difração passa por um máximo em torno de $\theta = 58,5^\circ$. Ele é assim, é possível, ao escolher o ângulo de corte θ , encontrar um compromisso entre a capacitância eficiência de modelagem e difração.

Até agora, o AOPDF tem sido usado principalmente em torno de 800 nm [27, 39, 112, 113, 114]. Isso é frequentemente usado a montante dos estágios de amplificação [39, 113, 114]. Ele assim permitiu que pulsos de banda larga fossem obtidos compensando o encolhimento pelo ganho devido à amplificação [113]. Pulsos de forma intensa [114] também foram obtidos diretamente na saída dos amplificadores. Sua extrema compactação e suas capacidades ferramentas de modelagem também foram utilizadas para a produção de um dispositivo de caracterização pulso simples e versátil [112].

III.2.2 Compressor ajustável

III.2.2.1 Configuração experimental

Para realizar os vários experimentos de recompressão e modelagem, nós colocamos o AOPDF na saída do NOPA, conforme mostrado na figura III.10 próxima página. Isso substitui o compressor do prisma. No final do AOPDF, os pulsos são medidos por autocorrelação de intensidade. Problemas NOPA pulsos da ordem de 11 μJ sintonizáveis entre 490 nm e 680 nm. Inicialmente vez, nosso objetivo era recomprimir os impulsos do NOPA em toda a sua banda

FIG. III.10 - O AOPDF é colocado diretamente na saída do NOPA ao invés do compressor de prisma.

espectral, sem ter que mover nenhum elemento, simplesmente mudando a programação do AOPDF.

III.2.2.2 Primeiro candidato

Usamos primeiro um primeiro cristal de 25 mm de comprimento, cortado em

$\theta = 38^\circ$. Esta seção, como pode ser visto na figura III.9 na página anterior, é um trade-off entre capacidade de modelagem e eficiência de difração. Este corte permite, entre outras coisas, a autocompensação de pulsos de banda larga. Assim, fomos capazes de recomprimir os pulsos do NOPA em uma grande parte da faixa espectral acessível. A Figura III.11 na página oposta mostra resultados típicos no intervalo 500-610 nm. A parte superior mostra o espectro na entrada (linha cinza) e na saída (quadrados pretos) do AOPDF. A parte inferior representa as intensidades de autocorrelação correspondentes (quadrados cinza), bem como seu ajuste na seção 2 (linha cinza). Os tempos indicados correspondem às larguras a meia altura em intensidade deduzida dos ajustes. Eles estão bastante semelhantes aos obtidos por recompressão por prismas.

Esses pulsos não são limitados pela transformada de Fourier ⁵. Isso é devido ao NOPA usado que é otimizado para pulsos intensos (para um NOPA!) E para facilidade de ajuste. Em troca, os pulsos em sua saída têm uma fase importantes distorções espectrais, bem como várias distorções geométricas [115, 116] que limitam as possibilidades de recompressão.

Os resultados apresentados aqui não mostram a parte 610-680 nm da banda espectral de NOPA. De fato, nos concentramos na parte dos "comprimentos de onda curtos". porque se trata da zona em que a recompressão é mais delicada. Na verdade, para para moldar comprimentos de onda curtos, é necessário gerar ondas acústicas de alta frequência, para a qual a absorção no cristal é maior. Nós temos

⁵ Existe aproximadamente um fator de 1,6 entre os tempos obtidos e os limites pela transformada de Fourier.

III.2. AOPDF: RECOMPRESSÃO E ADEQUAÇÃO

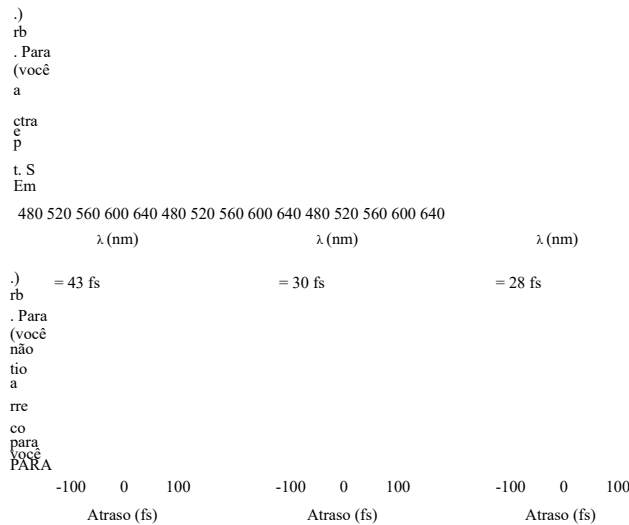


FIG. III.11 - Pulsos na saída do AOPDF. Alta: intensidades espectrais antes (linha cinza) e depois do AOPDF (quadrados pretos). Inferior: intensidade de autocorrelações correspondentes (quadrados pretos para o experimento, linha cinza para ajuste no segundo 2).

assim, observou-se uma energia muito baixa para os pulsos recomprimidos em torno de 500 nm (apenas algumas centenas de nanoJoules). Apesar da padronização, a fraqueza de sinal é claramente visto no ruído de varredura da autocorrelação a 500 nm (figura III.11 inferior esquerdo).

Este primeiro cristal permitiu mostrar que apesar desta absorção, a recompressão sobre toda a banda espectral foi possível, o que é uma vantagem clara sobre o compressor de prisma exigindo realinhamento para cada mudança de comprimento aceno. Outra vantagem significativa, o AOPDF permite uma economia significativa de espaço. O A figura III.12 mostra as dimensões do AOPDF e do compressor premium usado para a recompressão de NOPA.

FIG. III.12 - Comparação entre o AOPDF e o compressor de prisma.

No entanto, a eficiência de difração de AOPDF é baixa: máximo de 20 a 30%

para pulsos corretamente recomprimidos. Além disso, os limites de absorção de som energia fortemente difratada para pulsos em torno de 500 nm. Tudo isso pode provar ser rer incapacitante para uma aplicação concreta. Com base nesta observação, um segundo protótipo, cortado de forma diferente, foi fabricado e testado.

III.2.2.3 Segundo candidato

Este é cortado para ter $\theta = 45^\circ$ e é do mesmo comprimento que o anterior (25 mm). Este corte permite aumentar a eficiência da difração em detrimento do janela de tempo T_{max} . Reduz a frequência acústica usada para difratar um determinado comprimento de onda óptico. Portanto, também reduz os efeitos de absorção observados para comprimentos de onda curtos. Isso nos permitiu obter eficiências de difração muito melhor, bem como capacidades de modelagem reais.

Os pulsos recomprimidos por este AOPDF são mostrados na Figura III.13. O

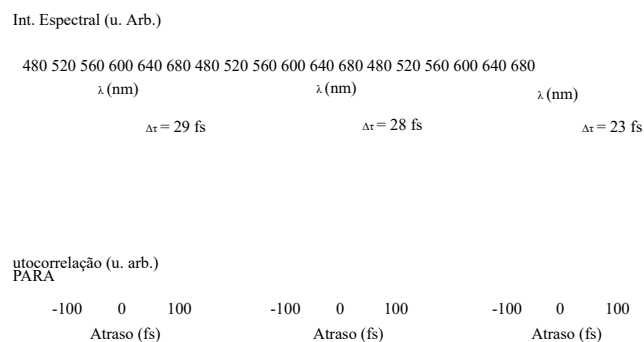


FIG. III.13 - Pulsos na saída do novo AOPDF. Alta: especificação de intensidades espectrais (quadrados pretos). Abaixo: intensidade das autocorrelações correspondentes colocação (quadrados pretos). Os tempos indicados são os de um ajuste no segundo 2 .

a parte superior apresenta o espectro de saída, a parte inferior a autocorrelação correspondente. Os tempos indicados são deduzidos de um ajuste na seção 2 . Encontramos as mesmas durações do que com o antigo AOPDF, com uma faixa espectral mais ampla. Isto é agora limitado pelas capacidades da NOPA. O pedestal claramente visível na autocorrelação em 510 nm parece ser devido ao nosso NOPA. Na verdade, experimentos semelhantes realizados em Leeds por B. Whitaker com o mesmo AOPDF deu melhores autocorrelações a este comprimento de onda [41].

Outro avanço importante com este novo AOPDF, a intensidade de saída é claramente superior, especialmente em torno de 500 nm. Na verdade, ele suporta densidades de maior potência (da ordem de $300 \mu\text{J} / \text{cm}^2$) e oferece maior eficiência de difração

importante. Assim, fomos capazes de obter eficiências de difração da ordem de 75% sem distorção dos pulsos de saída. Os resultados aqui apresentados foram obtidos com eficiências de 50% e pulsos da ordem de $4 \mu\text{J}$ na entrada.

Portanto, é possível obter pulsos curtos, sintonizáveis em todo o visível com intensidades de vários μJ . Ao contrário dos resultados anteriores, alcançamos aqui características bastante suficientes para uma aplicação concreta.

III.2.3 Habilidades físicas

Além da recompressão ajustável, fomos capazes de realizar modelagem relativa muito complexo com este segundo AOPDF. Para caracterizar suas capacidades de modelagem, usamos a configuração experimental apresentada na figura III.14. Os impulsos

FIG. III.14 - Configuração experimental. Parte do resultado do NOPA é recomprimido pelo AOPDF, o outro pelo compressor de prisma. A saída do AOPDF é detectada por correlação cruzada com o saída do compressor ou por autocorrelação (não mostrado).

A saída NOPA é dividida em duas. A primeira parte é recomprimada por um compressor de prisma padrão, o segundo passa pelo AOPDF. Em seguida, realizamos o correlação entre os pulsos do AOPDF e os do compressor.

Conseguimos mostrar uma janela de tempo disponível para modelagem adicional de 4 ps, em toda a gama de sintonia NOPA. A Figura III.15 na página seguinte ilustra este resultado com intensidades de correlação obtidas em diferentes comprimentos de onda:

- (a) Correlações cruzadas para diferentes tempos programados no AOPDF, em 510 nm. A janela de 4 ps é claramente visível. Atraso 0 corresponde a um impulso difratados no meio do cristal, os atrasos positivos para uma difração no início e o negativos no final do cristal. A diminuição da intensidade do pulso em torno de -1 ps ilustra a absorção da onda acústica nesses comprimentos de onda curtos.
- (b) Sequência de 5 pulsos a 640 nm. Isso mostra os layouts "complexos" que pode ser gerado pelo AOPDF.

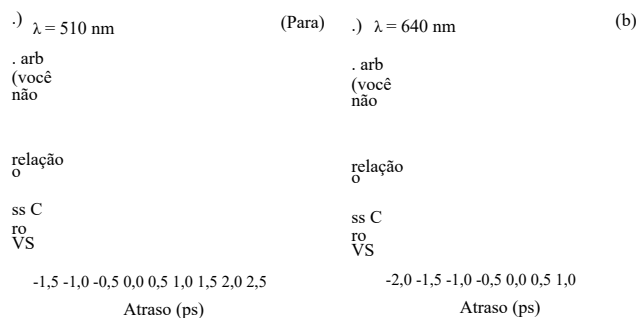


FIG. III.15 - Intensidade de correlação entre a saída do prisma compressor e do AOPDF. (a) Superposição de várias correlações para diferentes atrasos obtidos em 510 nm. (b) Sequência de 5 impulsos a 640 nm.

Outra formatação complexa que destaca as possibilidades de modelagem é minha mostrado na figura III.16. É uma sequência de três pulsos, cada um com um

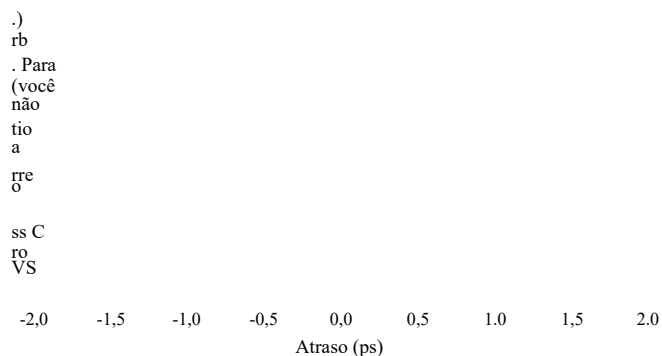


FIG. III.16 - Intensidade de correlação de uma sequência de três pulsos: com uma fase espectral quadrática, uma plana e uma cúbica.

fase espectral diferente. O primeiro apresenta uma fase quadrática de $-16.9 \cdot 10^{-4} \text{ fs}^2$, o segundo uma fase zero e o terceiro uma fase cúbica de $28,10^{-4} \text{ fs}^3$. Formatação é geralmente bem reproduzido, porém com defeito no primeiro impulso. Este é de fato mais curto do que deveria. Isso é devido aos efeitos de saturação da onda acústica e pode ser evitada usando uma eficiência de difração mais baixa.

III.2.4 Rumo a um NOPA compacto e programável?

Finalmente usamos o AOPDF dentro do NOPA. Na verdade, o AOPDF é suficiente pequeno o suficiente para ser introduzido a montante dos estágios de amplificação sem muitas complicações

o dispositivo. Queríamos, portanto, obter pulsos curtos diretamente na saída de NOPA. Também esperávamos poder conceder NOPA usando AOPDF. Este experimento é semelhante ao apresentado na referência [117], onde uma linha de espalhamento null com uma máscara de cristal líquido é usado para moldar o continuum de luz branca de um NOPA.

Realizamos assim a montagem mostrada na figura III.17. É bastante sem-

FIG. III.17 - AOPDF é colocado no continuum antes da amplificação. a primeiro estágio de amplificação foi removido (ver figura III.10 página 86 para comparação).

compatível com o mostrado na figura III.10 página 86. Acabamos de remover o primeiro estágio amplificação e AOPDF usado para moldar o continuum. Temos também inseriu uma placa de meia onda para compensar a mudança na polarização entre a entrada e a saída do AOPDF. O feixe difratado pelo AOPDF é amplificado no cristal que anteriormente serviu como o segundo estágio de amplificação.

O ajuste do comprimento de onda do NOPA é feito deslocando temporariamente o nuum em relação ao pulso da bomba (consulte a parte I.4, página 7). Na verdade, o continuum tem uma forte variação de frequência e a mudança de tempo permite sobrepor, em o cristal de amplificação, o pulso da bomba com a parte do continuum que é suportada odeio amplificar. Normalmente, isso é feito por meio de traduções que ajustamos ao principal, como pode ser visto na figura III.10 (há tantas traduções quanto estágios amplificação).

Nosso objetivo é alcançar essa mudança usando o AOPDF, programando diferentes aluga atrasos em função do comprimento de onda desejado. Inicialmente, pensamos que o atrasos a serem introduzidos foram relativamente curtos (de algumas dezenas a algumas centenas de fs) e, portanto, facilmente alcançáveis com AOPDF. Foi sem levar em conta o forte variação do índice n_{TeO_2} na faixa do visível. Esta variação do índice ra- Há um atraso devido ao tempo de cruzamento do AOPDF, que depende fortemente da duração onda escolhida. Isso limitará a faixa de ajuste acessível.

Além desse deslocamento, o AOPDF também deve recomprimir os pulsos. É necessário para isso compensa a fase espectral do contínuo e pré-compensa a fase que será acumulada. mulado ao cruzar a ótica colocada após o AOPDF.

Os resultados de ajuste e recompressão são mostrados na Figura III.18. O

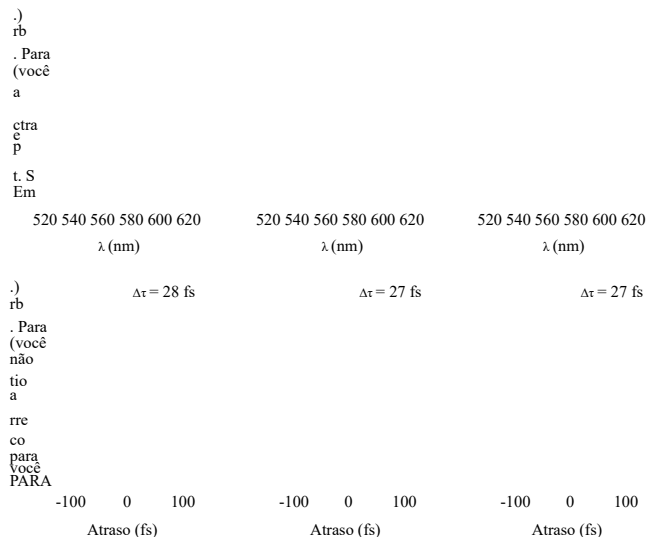


FIG. III.18 - Pulsos na saída NOPA com um AOPDF antes de amplificado cation. Acima: Intensidades espectrais (quadrados pretos). Inferior: intenção autocorrelações correspondentes (quadrados pretos para o ex- perence, linha cinza para ajuste no segundo 2).

as durações obtidas são bastante honrosas e comparáveis às obtidas anteriormente.

Por outro lado, como suspeitamos, a faixa de sintonia é relativamente pequena.

(530-600 nm) em comparação com o padrão NOPA (480-680 nm).

Para poder sintonizar o NOPA em uma banda mais ampla, é necessário usar novamente uma tradução para acompanhar manualmente o intervalo de tempo introduzido ao cruzar o Cristal de TeO₂.

Outra limitação dessa abordagem é a saída de energia do NOPA. Isso não se sustenta não ao fato de usar apenas um estágio de amplificação. Na verdade, poderíamos colocar alguns deles; escolhemos esta solução porque minimizou as mudanças entre os dois arranjos possíveis (AOPDF na produção e AOPDF no NOPA). Nós percebemos que a energia obtida na saída foi menor do que para um NOPA de estágio único sem AOPDF: recomprimir o continuum antes da amplificação degrada o rendimento. Na verdade, a eficiência a amplificação depende fortemente da sobreposição temporal no cristal de amplificação entre o pulso da bomba e a parte do contínuo a ser amplificado. Como a bomba é bastante longo (da ordem de 200 fs), não é eficiente ter um continuum curto.

Para aumentar a energia disponível, podemos colocar pontas de vidro na saída do NOPA e peça ao AOPDF para pré-compensar a dispersão introduzida por esses elementos. Isso permite um continuum mais longo no cristal de amplificação, embora tenha

um pulso curto após as extremidades dos óculos. Implementamos esta modificação e isso permitiu um ganho líquido de energia ao custo de maior complexidade.

III.2.5 Balanço

Mostramos aqui pela primeira vez que um AOPDF pode ser usado como um sistema compressão e modelagem diretamente na saída de um NOPA e isso em todo o faixa visível [41]. Ele traz muitas vantagens sobre os sistemas de controle. pressão tradicional (prismas, redes, espelhos "chilreados"). Em primeiro lugar, não requer nenhum realinhamento. Também é muito mais simples e compacto. Finalmente, permite, em mais recompressão, uma modelagem da saída de NOPA. Este último personagem características podem ser muito interessantes para uma experiência de controle ideal ou consistente em sistemas moleculares ou biológicos.

Capítulo IV

CONTROLE CONSISTENTE NO RUBÍDIO

O controle de sistemas muito diversos (átomos, moléculas, objetos biológicos, etc.) no nível quântico é uma área muito dinâmica da física moderna. Uma grande número de esquemas de controle é baseado na interação coerente entre o sistema estudado e um ou mais pulsos de luz controlados [2, 118, 119, 4]. É entre outros o caso de controle coerente [120, 25, 121] e controle ótimo [6, 24]. Estes últimos vinte anos viram uma explosão no número de sistemas estudados, em uma ampla variedade de campos, graças em particular ao aparecimento de shapers ativos ¹ (ver em particular o Capítulo II página 15). Estes permitem a realização de pulsos com perfis muito complexos. Elas também permitem que você altere a formatação muito rapidamente, tornando possível controles de malha fechada [6] (controle ideal).

Este uso de pulsos fortemente moldados levou a um desenvolvimento ferramentas e técnicas rápidas para caracterizar o último.

Neste capítulo, vamos nos concentrar em um tipo particular de herent: transientes coerentes. Eles aparecem durante a interação de um sistema atômica com um pulso de laser ultracurto. Por meio de técnicas de controle coerentes que usar o modelador de alta resolução apresentado anteriormente, podemos controlar o comportamento desses transientes. Isso também nos permitiu acessar a função de onda atômica do sistema usado. Finalmente, exploramos essas informações no átomo para caracterizar o pulso ultracurto em forma usado para geração e controle transientes coerentes.

Este trabalho é parte da continuidade de estudos anteriores de transientes coerentes. realizado dentro da equipe [122, 55]. Vamos primeiro apresentar o formalismo transientes coerentes. Então, vamos relembrar brevemente a primeira configuração evidências experimentais. Em seguida, daremos uma visão geral dos diferentes esquemas de controle que foram implementadas, antes ou durante esta tese.

Em seguida, apresentaremos como é possível obter informações sobre o função de onda atômica. Finalmente, vamos mostrar que os transientes coerentes podem servir como sistema de caracterização dos pulsos empregados.

¹ Este nome de "formadores ativos", que vem sendo consagrado pela comunidade científica, é bastante infeliz. Na verdade, quase todos esses shapers se comportam como filtros espectrais passivos, ou seja, sem amplificação. O termo "shapers programáveis" seria menos ambíguo. Nós no entanto, cumpriremos a designação comumente aceita de "shapers ativos", mantendo preste atenção a essa ambigüidade.

IV.1 Formalismo

Transientes coerentes ocorrem durante a interação de um sistema bidirecional níveis $|g\rangle$ e $|e\rangle$ com um chamado impulso de bomba, não muito intenso, ressoando com o transição entre esses dois níveis. Eles se refletem em uma evolução muito particular do população no estado excitado $|e\rangle$ durante a interação com o pulso da bomba. Para observar esta população, usamos um pulso curto chamado sonda que é separado de o pulso da bomba por um atraso variável. Isso torna possível transferir parte do população presente no estado excitado em um dado momento em direção a um nível superior $|f\rangle$. UMA medição da população do nível superior (por observação da fluorescência emitida por exemplo) para tempos diferentes permite acompanhar a evolução de transientes coerentes. Nós estamos, portanto, interessados na interação entre um sistema de três níveis e dois pulsos baixo.

IV.1.1 Notações e definições

IV.1.1.1 Níveis atômicos

Consideramos o sistema atômico de três níveis apresentado na figura IV.1. Nós notamos

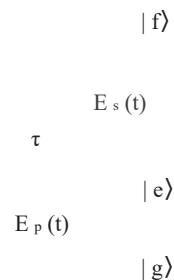


FIG. IV.1 - Sistema atômico de três níveis considerado.

$|g\rangle$, $|e\rangle$ e $|f\rangle$ esses três níveis e, respectivamente, $h\omega_g$, $h\omega_e$ e $h\omega_f$ suas próprias energias. A função de onda deste sistema é escrita:

$$|\Psi(t)\rangle = a_g(t)|g\rangle e^{-i\omega_g t} + a_e(t)|e\rangle e^{-i\omega_e t} + a_f(t)|f\rangle e^{-i\omega_f t} \quad (\text{IV.1})$$

onde $a_g(t)$, $a_e(t)$ e $a_f(t)$ são as respectivas amplitudes de probabilidade dos diferentes estados.

As pulsações associadas às transições da bomba ($|g\rangle \leftrightarrow |e\rangle$) e da sonda ($|e\rangle \leftrightarrow |f\rangle$) são denotado $\omega_{eg} = \omega_e - \omega_g$ e $\omega_{fe} = \omega_f - \omega_e$, respectivamente.

A seguir, consideraremos o tempo de vida desses três estados como infinito ² ou pelo menos excessivamente longo diante de todos os processos estudados.

² Experimentalmente, esta aproximação é válida porque vamos estudar a dinâmica de alguns picossegundos, as vidas úteis dos estados usados sendo maiores do que um nanossegundo.

IV.1. FORMALISMO

97

IV.1.1.2 Campos elétricos

Os campos da bomba e da sonda são as quantidades reais. Vamos observá-los respectivamente $E_p(t)$ e $E_s(t)$. No entanto, em todos os itens a seguir, apenas a parte das frequências positivo desses campos será importante para nós. Assim, definimos o complexo campo de bombas

$$E_p(t) = A_p(t) e^{-i\omega_p t} e^{i\phi_p(t)} \quad (\text{IV.2})$$

onde ω_p é a pulsação central do campo. Chamamos Δt_p sua largura na altura média em intensidade. A seguir e para todos os outros campos, definiremos a duração de um impulso como sua largura com meia altura em intensidade.

Este campo $E_p(t)$ está ligado ao campo real $E_p(t)$ pela relação

$$E_p(t) = \frac{1}{2} [E_p(t) + E_p^*(t)] \quad (\text{IV.3})$$

No domínio espectral, define-se o campo $\tilde{E}_p(\omega)$

$$F[E_p(t)] = \tilde{E}_p(\omega) = A_p(\omega) \exp[i\phi_p(\omega)] \quad (\text{IV.4})$$

onde F denota a transformação direta de Fourier (consulte a equação A.1 na página 153).

Denotamos de maneira semelhante o campo de prova $E_s(t)$. Em particular, sua pulsação central é denotado por ω_s , sua duração Δt_s e sua transformada de Fourier $\tilde{E}_s(\omega)$.

Chamamos τ o atraso da sonda da bomba, ou seja, o atraso entre o pulso da bomba e o da sonda. Também consideramos que o pulso da bomba (respectivamente sonda) é quase ressonante com a transição da bomba (respectivamente sonda). Notamos o desacordo $\delta\omega_{eg} = \omega_p - \omega_{eg}$ (respectivamente $\delta\omega_{fe} = \omega_s - \omega_{fe}$). Os campos de bomba e sonda são ambas linearmente polarizadas denotadas e .

IV.1.2 População de estado final - fluorescência

O objetivo desta seção é estabelecer a população P_f no estado final $|f\rangle$ como uma função do atraso da sonda da bomba τ . O sinal de fluorescência medido experimentalmente e observado $S(\tau)$, é diretamente proporcional a essa população.

Usando a aproximação de onda rotativa, bem como a aproximação de perturbação bativo, encontramos [123, 122, 55] para a amplitude de probabilidade no estado excitado $|e\rangle$, em um instante t :

$$a_e(t) = - \frac{\mu_{eg}}{2i\hbar} \int_{-\infty}^t E_p(t') e^{-i\omega_{eg} t'} dt' \quad (\text{IV.5})$$

com $\mu_{eg} = \langle e | D e | g \rangle$, D sendo o operador dipolo elétrico e e a polarização do campo elétrico. A população no estado $|e\rangle$ é escrita da seguinte forma:

$$P_e(t) = |a_e(t)|^2 = \left| \frac{\mu_{eg}}{2\hbar} \int_{-\infty}^t E_p(t') e^{-i\omega_{eg} t'} dt' \right|^2 \quad (\text{IV.6})$$

As mesmas aproximações aplicadas à transição da sonda dão [122, 55] para o amplitude de probabilidade no estado final $|f\rangle$ em um tempo t :

$$a_f(t, \tau) = - \frac{\mu_{fe}}{2i\hbar} \int_{-\infty}^t E_s(t' - \tau) e^{i\omega_{fe}t'} a_e(t') dt' \quad (IV.7)$$

onde μ_{fe} é o momento dipolo da transição da sonda. A amplitude de probabilidade em o estado final depende do atraso da bomba-sonda τ via sonda $E_s(t - \tau)$.

Podemos, portanto, escrever a população no estado final em um instante t na forma

$$P_f(t, \tau) = |a_f(t, \tau)|^2 \propto \left| \int_{-\infty}^t dt' E_s(t' - \tau) e^{i\omega_{fe}t'} a_e(t') \right|^2 \quad (IV.8)$$

O sinal que observamos experimentalmente é na verdade uma intensidade de fluorescência que é proporcional à população no estado final. Esta intensidade não foi resolvida no tempo e, portanto, está relacionado à população assintótica $P_f(\infty, \tau)$ e depende apenas do atraso da sonda da bomba.

Portanto, é importante olhar para o comportamento assintótico da amplitude de probabilidade $a_f(\infty, \tau)$ bem como a da população. Da equação IV.7, encontramos

$$a_f(\infty, \tau) = - \frac{\mu_{fe}}{2i\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dt' E_s(t' - \tau) e^{i\omega_{fe}t'} a_e(t') \quad (IV.9)$$

que reescrevemos no formulário

$$a_f(\infty, \tau) = e^{i\omega_{fe}\tau} b_f(\tau) \quad (IV.10)$$

introduzindo a quantidade $b_f(\tau)$:

$$b_f(\tau) = - \frac{\mu_{fe}}{2i\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dt' E_s(t' - \tau) e^{i\omega_{fe}(t'-\tau)} a_e(t') \quad (IV.11)$$

Esta quantidade é proporcional à correlação χ entre o campo de sonda espectral deslocado elemento de ω_{fe} (ou seja, $E_s(t) \exp[i\omega_{fe}t]$) e a amplitude de probabilidade no estado excitado $a_e(t)$. Podemos então escrever o sinal de fluorescência $S(\tau)$ como:

$$S(\tau) \propto P_f(\infty, \tau) = |a_f(\infty, \tau)|^2 = |b_f(\tau)|^2 \quad (IV.12a)$$

$$S(\tau) \propto \left| \int_{-\infty}^{\infty} dt' E_s(t' - \tau) e^{i\omega_{fe}(t'-\tau)} a_e(t') \right|^2 \quad (IV.12b)$$

Todos esses resultados apresentados são válidos apenas enquanto a aproximação perturbativa for verificado. Isso resulta nas seguintes condições:

$$P_g(t) \approx 1 \text{ e } P_e(t), P_f(t) \ll 1 \text{ para qualquer instante } t. \quad (IV.13)$$

O principal efeito da sonda $E_s(t)$ é calcular a média da amplitude de probabilidade $a_e(t)$ ao longo de um tempo característico da ordem de sua duração Δt_s . Se este impulso for suficiente curto em comparação com os tempos característicos de evolução de um $e(t)$, se resume a um simples

3 Mais precisamente, $[f(t) * g(t)](\tau)$ denotando o produto de convolução de f por g , podemos escrever
 $b f(\tau) = -\mu_{fe} / (2ih) [E_s(-t) \exp(i\omega_{fe}(-t)) * a_c(t)](\tau)$.

IV.1. FORMALISMO

99

Delta de Dirac e assim obtemos um sinal de fluorescência proporcional à população no estado excitado $|e\rangle$:

$$S_{\delta}(\tau) \propto P_e(\tau) \quad (IV.14)$$

A seguir, omitiremos os vários fatores multiplicativos, a fim de aliviar o expressões.

IV.1.3 Transientes Coerentes - Espiral Cornu

Por enquanto, vamos estudar o sinal de fluorescência $S_{\delta}(\tau)$ assumindo o impulso de sonda infinitamente curto (o efeito desta sonda foi detalhado na referência [122] e será tratado em detalhes na parte IV.6 na página 135). O sinal $S_{\delta}(\tau)$, portanto, nos dá acesso diretamente para $P_e(\tau)$.

Mostraremos aqui que esta população no estado animado exibe uma dieta oscilando transiente quando a bomba tem um desvio de frequência [53]. É isso regime transitório que chamamos de transientes coerentes.

Vamos primeiro assumir que o pulso da bomba tem um perfil gaussiano e tem uma forte variação de frequência:

$$E_p(t) = A_p(t) e^{-i\omega_p t} e^{i\phi_p(t)} \quad (IV.15a)$$

$$\text{com } A_p(t) = 4 \cdot (t/\Delta t_p)^2$$

$$\text{e } \phi_p(t) = -\alpha_p t^2 \quad (IV.15b)$$

Vamos então assumir que é ressonante com a transição da bomba, ou seja, que $\omega_p = \omega$ por exemplo. A pulsação instantânea deste impulso (dada pela derivada do fase total $[\omega_p t - \phi_p(t)]$) vale:

$$\omega(t) = \omega_p + 2\alpha_p t = \omega_{\text{por exemplo}} + 2\alpha_p t \quad (IV.16)$$

Assim, observa-se bem uma variação da frequência linear no tempo. Nós recebemos tal momentum adicionando no domínio espectral uma fase quadrática $\phi^{(2)}$ Por impulso limitado pela transformada de Fourier de duração inicial Δt_{p0} . Temos as seguintes relações (ver por exemplo, a referência [124]):

$$\Delta t_p = \Delta t_{p0} \sqrt{\sqrt{1 + \frac{(2\phi_p^{(2)})}{\Delta t_{p0}^2}}}} \quad (IV.17a)$$

$$\alpha_p = \frac{2\phi_p^{(2)}}{\Delta t_{p0}^4 + 4\phi_p^{(2)2}} \quad (IV.17b)$$

Com base nessas suposições, podemos reescrever a Equação IV.5 na página 97 na forma:

$$a_e(t) \propto \int_{-\infty}^t A_p(t') e^{i(\delta\omega \text{ por exemplo, } t' + \alpha_p t'^2)} dt' \tag{IV.18}$$

A evolução desta amplitude de probabilidade, bem como da população nela associados são mostrados na figura IV.2 na página seguinte. A parte esquerda (a) corresponde

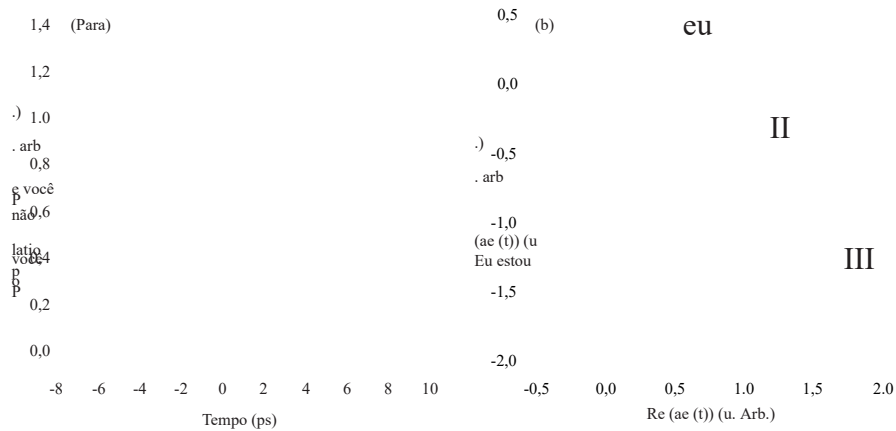


FIG. IV.2 - População no estado excitado P_e (a) e amplitude de probabilidade a_e (b) de acordo com o atraso da bomba-sonda. A bomba é ressonante com a transição da bomba ($\omega_p = \omega$ por exemplo), tem uma quadrifase assinal $\varphi_p^{(2)} = 8,105 \text{ fs}^2$. Sua duração é da ordem de $\Delta t_p = 20 \text{ ps}$ (duração sem desvio de frequência de 130 fs).

para a população no estado excitado $P_e(t)$. A parte direita (b) apresenta a evolução, no plano complexo, da amplitude de probabilidade $a_e(t)$. Nesse plano, a população tem um atraso dado é o quadrado da distância entre a origem (0,0) e a posição atual. a campo da bomba é escolhido na ressonância ($\delta\omega_{eg} = 0$), com uma duração inicial de $\Delta t_{p0} = 130 \text{ fs}$ e uma fase quadrática espectral de $\varphi_p^{(2)} = 8,105 \text{ fs}^2$. A duração do pulso da bomba é, portanto, da ordem de $\Delta t_p = 20 \text{ ps}$.

Observamos na população $P_e(t)$ um rápido aumento em torno de $t = 0$ seguido por oscilações transitórias que ocorrem durante a interação com o pulso da bomba. São essas oscilações que chamamos de transientes coerentes. O aumento em $t = 0$ corresponde à passagem pela ressonância, ou seja, à chegada no pulso da pulsação ω por exemplo. A esta contribuição principal é então adicionado as de outras pulsações, não ressonantes, que chegam linearmente ao longo do tempo (consulte a equação IV.16 na página anterior). De acordo com a diferença entre a fase acumulada por estes pulsações e aquela acumulada pela contribuição ressonante, a população vai aumentar (contribuição construtiva) ou diminuir (contribuição destrutiva).

Também podemos ver essas oscilações como batidas entre a amplitude do proba-

bilidade transferida para ressonância, que evolui livremente no estado $|e\rangle$ acumulando uma fase $\omega_{eg} t$, e o componente espectral não ressonante que ocorre em um instante t e se acumulou uma fase $\int_{-\infty}^t \omega(t') dt' = \omega_{\text{por exemplo}} t + \alpha_p t^2$. Temos, então, em um instante t uma mudança de fase $\alpha_p t^2$ entre as duas contribuições que dão oscilações que aceleram linearmente com o Tempo. Podemos, portanto, ver que é a fase temporal quadrática que é responsável oscilações transitórias.

⁴ assumindo o pulso da bomba centrado na ressonância: $\omega_p = \omega$ por exemplo

IV.1. FORMALISMO

101

O efeito deste termo de fase é melhor visto na evolução da amplitude de probabilidade no plano complexo (figura IV.2 (b)). A evolução ao longo do tempo reproduz uma espiral de Cornu semelhante ao encontrado na difração de uma onda plana por uma borda tela, na aproximação de Fresnel [125]. Esta evolução pode ser dividida em três degraus :

- Por um tempo infinitamente negativo, não há população no estado animado e a amplitude da probabilidade está em (0,0). Para um atraso negativo (zona I), a fase o tempo muda muito rapidamente, enquanto o raio aumenta lentamente em um monotônico: a amplitude da probabilidade é em torno de (0,0). Quanto maior o atraso aproxima-se do atraso zero, quanto mais o raio aumenta e mais aumenta a fase diminui a velocidade.
- Quando o atraso é suficientemente próximo de zero (zona II), a passagem ressonância. Esta passagem corresponde, na integral da equação IV.18 na página 99, em uma condição de fase estacionária: a fase dificilmente evolui e o raio está aumentando fortemente.
- O último estágio de desenvolvimento (zona III) corresponde aos atrasos positivos em que observamos atender as oscilações da população. No plano complexo, esta etapa é tudo bastante semelhante ao primeiro passo. No caso presente (onde $\delta\omega_{eg} = 0$), é até mesmo o simétrico do primeiro estágio no que diz respeito à passagem pela ressonância. O termo em $i\alpha_p t^2$ leva a uma evolução cada vez mais rápida da fase então que a população gradualmente atinge seu valor assintótico. A diferença por em comparação com a primeira etapa é que a espiral agora envolve um valor diferente de zero. O raio e, portanto, a população, apresentarão, portanto, máximos e mínimos.

Quando a interação está completa, a amplitude de probabilidade e a assimetria da população totics valem a pena:

$$a_e(\infty) = - \frac{\mu_{eg} \sqrt{2\pi} E_p(\omega_{\text{por exemplo}}) \propto A_p(\omega_{\text{por exemplo}}) e^{i\varphi_p(\omega_{\text{por exemplo}})}}{2i\hbar} \quad (\text{IV.19a})$$

$$P_e(\infty) = |a_e(\infty)|^2 \propto A_p^2(\omega_{\text{por exemplo}}) \quad (\text{IV.19b})$$

Portanto, temos uma população assintótica $P_e(\infty)$ totalmente independente da fase específica. traie de ressonância $\varphi_p(\omega_{\text{por exemplo}})$. Esta população depende apenas da intensidade espectral no

pulsção de ressonância da transição $|e\rangle \rightarrow |f\rangle$. Qualquer que seja o perfil de fase espectral $\varphi_p(\omega)$ do pulso da bomba, a transferência de população será a mesma. Para a população, a fase intervém apenas na evolução transitória de onde vem o nome de transitórios coerentes.

Por outro lado, a fase da probabilidade assintótica $a_e(\infty)$ está diretamente relacionada com a fase de pulso para pulsção ressonante. No plano complexo, a espiral de Cornu converge assintoticamente para um ponto cuja posição depende de $\varphi_p(\omega)$ (por exemplo). Este a capacidade do átomo de lembrar a fase do campo da bomba será um elemento depois disso. Isso nos permitirá realizar medições de funções de ondas atômicas bem como caracterizações de pulso curto.

Finalmente, vamos lembrar que esses transientes coerentes são, de fato, perfeitamente análogos a difração de uma onda monocromática por uma borda de tela, na aproximação de

Fresnel [125]. Esta analogia é detalhada nas referências [122, 55, 18] e foi explorada para a realização de lentes temporais de Fresnel [18].

IV.2 Observação Experimental

A primeira observação experimental de transientes coerentes foi realizada dentro da equipe, em 2001, durante a tese de Sébastien Zamith [17]. O experimento foi realizado com transição $5S_{1/2}$

tem a dupla vantagem de ter estado $|g\rangle$ e $|e\rangle$ como $|e\rangle$ no átomo de rubídio. Esta transição ressonância em torno de 795 nm, perto do comprimento de onda central do nosso amplificador.

Os níveis envolvidos são apresentados na figura IV.3 da página seguinte. O impulso de a bomba $E_p(t)$ excita a transição $5S_{1/2}$. Tem uma forte fase quadrática e

sua duração alongada é da ordem de 20 ps. Precauções especiais são tomadas para evitar para excitar o segundo estado do duplete finamente estruturado $5P_{1/2}$ centrado em torno de 780 nm. O população transferida para o estado $5S_{1/2}$ no momento τ é medido usando um pulso

da sonda $E_s(t)$, deslocado por τ em relação à bomba. É muito mais curto que o último (duração da ordem de 30 fs) e que o tempo característico das oscilações

do transiente. Também assumiremos que é limitado pela transformada de Fourier. Ela transfere uma parte da população para níveis mais elevados ($nS, n \cdot D$). A cascata radiativa desses estados em direção ao fundamental produz um sinal de fluorescência em 420 nm. É isso fluorescência que é detectada como uma função do atraso da sonda da bomba τ : é diretamente proporcional à população no estado excitado s no tempo τ .

O diagrama da configuração experimental é apresentado na figura IV.4 na página seguinte. A saída do amplificador regenerativo (795 nm, 130 fs, 1 mJ, 1 kHz) é dividido em dois. UMA a primeira parte bombeia um NOPA que produz o pulso de sonda (607 nm, 30 fs, 5 μ J, 1 kHz). A segunda parte é esticada em uma maca de rede de passagem dupla. Este introduz uma fase quadrática importante $\varphi_p^{(2)}$ $\varphi_p = -8,4,10$ fs² e dá o ímpeto para bomba (795 nm, 20 ps, 5 μ J, 1 kHz). O atraso da bomba da sonda é introduzido por uma tabela atraso motorizado e os dois pulsos são recombinados e enviados para um

rubídio. Esta célula de 80 mm é fechada por janelas de 3 mm de espessura, corte em Brewster. É composto por um queusot contendo rubídio sólido e uma câmara onde o último está na forma de gás. A pressão do gás é controlada pela temperatura do queusot. Para evitar a deposição de rubídio nas janelas, a câmara (83 ° C) é sempre mais quente do que o queusot (69 ° C), que atua como um ponto frio. Pressão correspondente é da ordem de $2.7 \cdot 10^{-3}$ Pa. A detecção de fluorescência é assegurada pela duas lentes de grandes aberturas e um fotomultiplicador (RCA IP28) que são contíguas para a célula. A seleção espectral é realizada por um filtro de cores. O fotomultiplicador é levado a uma tensão de 800 V e conectado a um integrador.

O sinal experimental obtido é apresentado na figura IV.5 na página 104. Os quadrados preto corresponde ao sinal de fluorescência, a linha preta à teoria, dependendo do atraso bomba-sonda. O pulso da bomba dura cerca de 20 ps e, portanto, observamos a evolução

Isso está relacionado às suposições feitas sobre a sonda. Seu efeito é estudado em detalhes na parte IV.1.2 página 97, bem como na referência [122].

IV.2. OBSERVAÇÃO EXPERIMENTAL

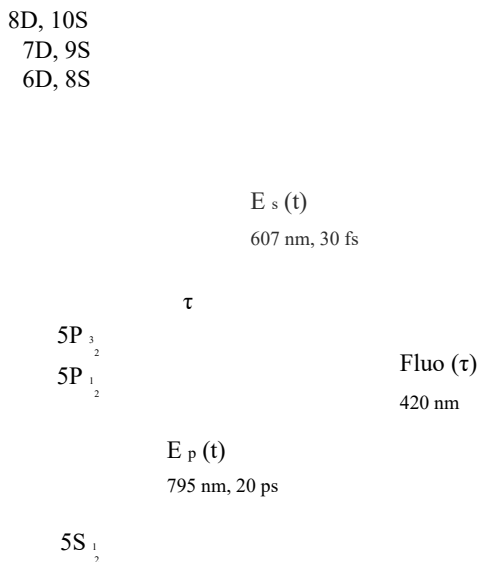


FIG. IV.3 - Níveis atômicos de rubídio usados para a detecção de transientes coerentes por bomba-sonda.

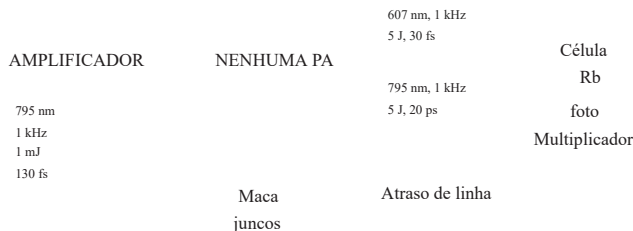


FIG. IV.4 - Dispositivo experimental para a observação de transientes coerentes aluguéis por bomba-sonda.

da população no estado excitado durante sua interação com a bomba. Na curva amplitude teórica, linha de base e atraso zero são deduzidos do experimento. A sentença quadrático é ajustado para melhor reproduzir o período das oscilações. A fase quadrática do ajuste concorda bem com a geometria da maca em redes.

Página 113

104

CAPÍTULO IV. CONTROLE CONSISTENTE EM RUBIDIUM

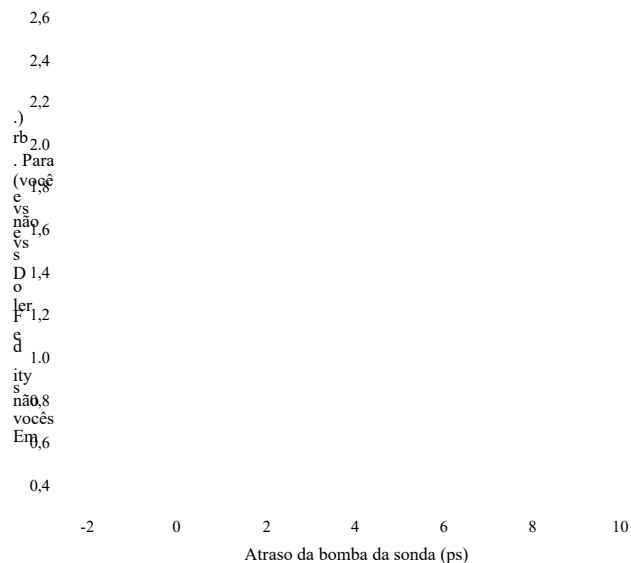


FIG. IV.5 - Transientes coerentes em Rubídio. Fluorescência (quadrados preto) observado como uma função do atraso da sonda de bomba reproduzido muito fielmente os transitórios coerentes teóricos esperados (traço Preto). O pulso da bomba, ressonante, tem uma fase quadrática de $\varphi(\varphi) = -8,4,10 \text{ fs}^2$.

IV.3 Controle de transientes

Acabamos de ver na parte anterior que a evolução do cohe-
As rendas atômicas estão fortemente relacionadas ao perfil de fase do pulso da bomba. É sobre
portanto, um processo que se presta extremamente bem a experimentos de controle coerentes:
ajustando o perfil de fase (e possivelmente a amplitude) do pulso da bomba,
devemos ser capazes de controlar o comportamento da população no estado $|e\rangle$. Vários ex-
periências deste tipo foram implementadas, tanto dentro da equipe quanto no
Yaron Silberberg no Weizmann Institute of Science.

IV.3.1 Algumas experiências.

A equipe de Silberberg, assim, maximizou o regime de transição [16], em detrimento do
população assintótica. Neste experimento, o pulso da bomba não mostra
desvio de frequência. Por outro lado, um salto de fase é aplicado no domínio espectral,
próximo à pulsação de ressonância ω por exemplo. Assim, eles mostraram que, aplicando
saltos da ordem de π , foi possível obter um regime transiente intenso e muito acentuado.
(veja a figura IV.6 na próxima página). De maneira bastante esquemática, podemos dizer que por um
pulso de bomba $E_p(t)$ normal (ou seja, sem salto de fase, limitado pela transformada
de Fourier), as contribuições não ressonantes interferem destrutivamente em pares e
obtemos uma transferência de população na forma de uma caminhada (linha preta na figura IV.6) ligada

FIG. IV.6 - Figura retirada da referência [16] Medidas de população transitória
certamente como uma função do atraso da sonda para as formas de pulso:
transformar pulso de bomba limitado (linha preta sólida), na etapa p ressonante
pulso em forma (linha tracejada), passo deslocado de $0,7p$ (linha cinza sólida).

à contribuição para a ressonância. Podemos, portanto, escrever a amplitude de probabilidade no momento

da passagem por ressonância (ou seja, um $\epsilon(0)$) na forma

$$a_{\epsilon}(0) = \frac{a_{\epsilon}(+\infty) [1 + \epsilon u]}{2} + \frac{\pi \tilde{E}_p(\omega)}{\omega} \int_{\omega_0}^{\omega} \tilde{E}_p(\omega') d\omega' \quad (\text{IV.20})$$

onde P_p representa a parte principal de Cauchy.

No domínio espectral, aplicando um salto de fase de π ao nível da pulsação de ressonância, metade dos componentes não ressonantes mudam o sinal e a interferência dois a dois, destrutivos tornam-se construtivos. Em seguida, obtemos um muito pique (traços pretos na Figura IV.6) com uma transferência assintótica mais fraca. Nós não entraremos em detalhes deste experimento de controle coerente e nós convidamos os leitores interessados a consultar o artigo original [16] ou a tese de Jérôme Degert [55].

Dentro da equipe, vários experimentos foram realizados. A primeira fase combina quadrático e salto de fase para mudança de fase, os transientes coerentes observados anteriormente está mentindo. Esta experiência é de particular importância para o trabalho realizado durante esta tese e, portanto, é detalhada um pouco mais adiante (parte IV.3.2 na próxima página).

Um segundo experimento usa a forte analogia entre transientes coerentes e difração na aproximação de Fresnel para produzir uma lente com zonas de Fresnel temporal [18, 55]. Uma lente de zona de Fresnel é na verdade uma máscara que bloqueia certas zonas criteriosamente escolhidas do perfil espacial de um feixe de luz para focalizá-lo. Esta abordagem é perfeitamente transposta para o controle dos transientes coerentes apresentados na figura IV.2. Na verdade, se desligarmos o campo da bomba em cada intervalo de tempo onde a população $P_{\epsilon}(t)$ diminui, transformamos as oscilações em escadas e

aumentará a população assintótica. Esta intuição é confirmada pelas simulações teoria desenvolvida por Jérôme Degert e apresentada na figura IV.7.

FIG. IV.7 - Figura retirada da referência [55] Aplicação do princípio das zonas de Fresnel para o domínio do tempo. Bombas de pulso ($\lambda_p = 794,4 \text{ nm}$, $\Delta t_{p0} = 110 \text{ fs}$, $\varphi_p^{(2)} = -4,9,10^{-5} \text{ fs}^2$) é dividido temporalmente, a fim de aumentar a população assintótica. O três gráficos representam respectivamente a amplitude do campo do pulso da bomba, a população do estado excitado em função do tempo e do espectro do pulso. A curva em cinza claro corresponde a transientes coerentes não modificados, a curva em cinza se a primeira contribuição destrutiva foi excluída. A curva em preto se os três primeiras contribuições destrutivas.

O experimento foi realizado em colaboração com a equipe de Marcus Motzkus de Max-Planck-Institute of Quantum Optics. A Figura IV.8 na página oposta mostra o resultado obtido para um furo no nível da primeira interferência destrutiva. Observamos bem um foco temporal da população.

IV.3.2 Mudança de fase de transientes

As duas partes anteriores destacam a grande sensibilidade da amplitude do probabilidade na fase e amplitude do pulso da bomba. Não há nada surpreendente sobre que: na aproximação perturbativa, o campo da bomba e a amplitude de probabilidade são simplesmente vinculados por uma relação de integração (consulte a Equação IV.5 na página 97).

Assim, é possível controlar a evolução de transientes coerentes, controlando a fase temporal do campo de bombas [18].

Em particular, os transientes coerentes observados para uma bomba com uma forte deriva de a frequência pode ser revertida mudando o sinal do campo da bomba durante o intervalo

FIG. IV.8 - Figura retirada da referência [55] Aumento da população transferida. (a) Espectro calculado (preto) e espectro produzido experimentalmente (cinza). (b) População do estado animado para um pulso de corte (cinza) e para o pulso inicial (cinza claro), bem como as curvas teóricas obtidas a partir dos espectros experimental (preto).

ação com o átomo. Na prática, é extremamente difícil, senão impossível, atuam diretamente na fase ou na amplitude temporal de um pulso de femtossegundo e atuamos no domínio espectral.

Mostraremos aqui que é possível mudar o sinal do campo temporal, e portanto, mudar de fase os transientes coerentes, aplicando um salto de fase de π no domínio espectral.

IV.3.2.1 Homotetia de tempo-frequência

Ser capaz de compreender qualitativamente o que acontece ao aplicar um salto de fase de π para um pulso com desvio de alta frequência, vamos contar com a homotetia tempo-frequência.

Considere primeiro um pulso de bomba com desvio de alta frequência. Nós vimos que a pulsação instantânea de tal impulso varia linearmente com o tempo (equação IV.16 página 99). No caso presente de uma forte deriva ($\varphi^{(2)}$) o relacionamento :

$$\omega(t) = \omega_p + \frac{t}{\varphi_p^{(2)}} \quad (IV.21)$$

A cada momento t_0 durante o pulso, encontramos uma pulsação aparente $\omega_0 =$

$\omega(t_0)$. Tomemos por exemplo a pulsação da transição $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$: está presente em

o momento em um tempo $t_{eg} = \varphi_p^{(2)}$ (ω por exemplo $-\omega_p$). Em torno do tempo t , por exemplo, a pulsação instantânea

$$p \gg \Delta t_p \frac{2}{0} \text{ temos}$$

do momento será próximo de ω , por exemplo. Mais precisamente, em um intervalo Δt centrado em t , por exemplo, a pulsação da bomba será igual a ω , por exemplo, até $\Delta\omega$ com:

$$\Delta\omega = \frac{\Delta t}{|\varphi_p^{(2)}|} \quad (IV.22)$$

No entanto, uma vez que o tempo e o pulso são variáveis acopladas, devemos sempre verificar :

$$\Delta\omega \cdot \Delta t \geq 4 \ln(2) \quad (IV.23)$$

Então, mesmo se considerarmos um intervalo espectral infinitamente estreito $\Delta\omega$, sempre teremos um intervalo de tempo limitado verificando:

$$\Delta t \geq \sqrt{4 \ln(2)} \left| \varphi_p^{(2)} \right| \quad (\text{IV.24})$$

Em outras palavras, a pulsação ω , por exemplo, estará presente no pulso durante um intervalo de tempo.

por pelo menos $\delta t = \sqrt{4 \ln(2)} \left| \varphi_p^{(2)} \right|$, centrado em t , por exemplo. Este resultado é uma maneira de explicar a duração da passagem por ressonância de transientes coerentes, que é da ordem de δt .

Este resultado pode ser encontrado graficamente em uma representação de frequência de tempo de o pulso de desvio de alta frequência (representação do tipo Wigner [126] ou Husimi).

Tal representação é mostrada esquematicamente na figura IV.9, assumindo para a bomba um Espectro gaussiano. A intensidade da bomba no plano de tempo-frequência é dada por um

FIG. IV.9 - Representação tempo-frequência da intensidade de um pulso bomba de desvio de alta frequência. O tempo de chegada, por exemplo, do pulsação de ressonância ω , por exemplo, corresponde à passagem por ressonância transientes coerentes (linhas pontilhadas pretas) criados pela bomba.

Gaussiana, de seção elíptica, esquematizada pela elipse cinza. Esta elipse é tudo

⁶O valor exato dependendo do critério escolhido para definir a ressonância.

mais inclinado em relação à vertical do que a fase quadrática $\varphi_p^{(2)}$ é importante. O projeções nos dois eixos, respectivamente, restauram a intensidade espectral (eixo vertical) e intensidade temporal (eixo horizontal). Os transientes coerentes induzidos por tais bomba são plotados sob o eixo do tempo. Encontramos neste diagrama que a pulsação ω por exemplo chega ao instante t , por exemplo, correspondente à passagem pela ressonância de transientes coerentes. Além disso, esta passagem por ressonância (intervalo em cinza claro) é mais longa do que a elipse é inclinado, ou seja, $\varphi_p^{(2)}$ é alto.

Considere agora o mesmo pulso de bomba, ao qual adicionamos um salto de

fase de π , no domínio espectral. Este salto de fase corresponde a uma fase adicional $\varphi_\pi(\omega)$ sendo:

$$\varphi_\pi(\omega) = \begin{cases} 0 & \text{se } \omega < \omega_\pi, \\ \pi & \text{de outra forma.} \end{cases} \quad (\text{IV.25})$$

Para compreender qualitativamente o efeito deste salto de fase espectral no domínio temporal, tomamos a representação de frequência de tempo anterior onde adicionamos o salto de fase.

Isso está esquematizado na figura IV.10, onde também foram adicionados os transientes coerentes induzido pela bomba com salto de fase (linha preta). Levando em consideração a homotetia do tempo

FIG. IV.10 - Efeito de um salto de fase em uma bomba com um desvio de alta frequência. O salto de fase de π aplicado em ω_π muda o sinal de o envelope de tempo da bomba em t_π . Essa inversão dura cerca de $3,6\sqrt{|\varphi^{(2)}_p|}$ (intervalo de cinza claro). Após a inversão, o transientes coerentes com salto de fase (linha preta) são oposição de fase com aquelas geralmente observadas (linhas pontilhadas Cinza).

frequência, este salto de fase de π no domínio espectral resulta em uma mudança de sinal do campo temporal em um instante $t_\pi = \varphi^{(2)}_p(\omega_\pi - \omega \text{ por exemplo})$. Esta mudança de sinal é

feito em um intervalo de tempo $[t_1, t_2]$ centrado em t_π e de duração da ordem de δt . A duração o valor exato desse intervalo depende da modelagem do salto de fase. Para uma função de

Tipo Heaviside, foi mostrado [55] que esta duração é da ordem de $3,6\sqrt{|\varphi^{(2)}_p|}$.
Portanto, esperamos ver transientes coerentes usuais antes do intervalo $[t_1, t_2]$,

um período de transição durante este intervalo, e transientes fora de fase depois.

IV.3.2.2 Realização experimental

Esta mudança de fase de transientes coerentes foi observada experimentalmente durante experiências realizadas em colaboração com a equipe de Marcus Motzkus. O mesmo aparelho experimental apenas para a observação de transientes coerentes (ver figura IV.4 página 103) é usado, mas um modelador é inserido para introduzir uma fase espectral adicional. O desenho experimental é apresentado na figura IV.11. Este modelador introduz um salto fase de π ao nível de uma pulsação ω_{π} que pode ser variada.

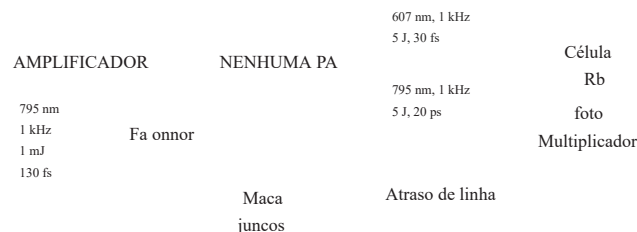


FIG. IV.11 - Dispositivo experimental para a mudança de fase de transientes coerentes anuidades. Este é o dispositivo mostrado na figura IV.4 na página 103, onde um modelador foi adicionado para controlar a fase espectral de o pulso da bomba.

A Figura IV.12 na página seguinte apresenta os resultados obtidos durante a tese de Jérôme. Degert [55]. Os transientes coerentes normais fig. IV.12 (a) são comparados aos transientes obtido quando adicionamos um salto de fase de π centrado em $\lambda_{\pi} = \lambda$, por exemplo, $+0,26$ nm fig. IV.12 (b), em $\lambda_{\pi} = \lambda$ por exemplo $+ 0,52$ nm fig. IV.12 (c), e em $\lambda_{\pi} = \lambda$ por exemplo $+ 1,04$ nm fig. IV.12 (d). Pontos pretos correspondem aos sinais experimentais e as curvas pretas aos ajustes teóricos. Para as Figuras IV.12 (b), (c) e (d), a curva pontilhada reproduz o ajuste teórico na ausência de um salto de fase. Transientes experimentais na presença de um salto de fase de π estão em muito bom acordo com o comportamento esperado e observamos claramente o três zonas planejadas: antes, durante e depois do intervalo $[t_1, t_2]$. Também observamos que o Os transientes coerentes são extremamente sensíveis à posição do salto de fase de π . Em particular, entre as curvas IV.12 (b) e (c), a posição do salto de fase foi deslocada de apenas 0,26 nm e pode-se facilmente distinguir as duas curvas. Este incremento de 0,26 nm é de fato o menor deslocamento possível com o modelador usado na época: este corresponde à largura espectral de um pixel da máscara deste modelador. Simulações realizada por Jérôme Degert [55] e apresentada na figura IV.13 página 112 mostram que

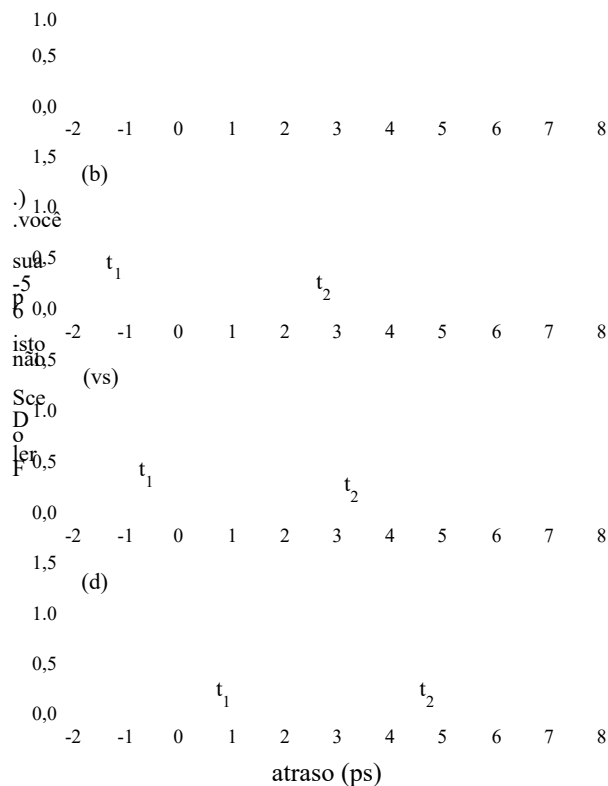


FIG. IV.12 - Figura retirada da referência [55].
doenças (a) e na presença de um salto de fase de π : em $\lambda_\pi = 795,23$ nm (b), em $\lambda_\pi = 795,49$ nm (c) e em $\lambda_\pi = 796,01$ nm (d). Os sinais experimentais estão em círculos pretos e são ajustados Elementos teóricos em linhas pretas.

os transientes coerentes devem permitir discriminar mudanças muito menores, da ordem de 0,09 nm.

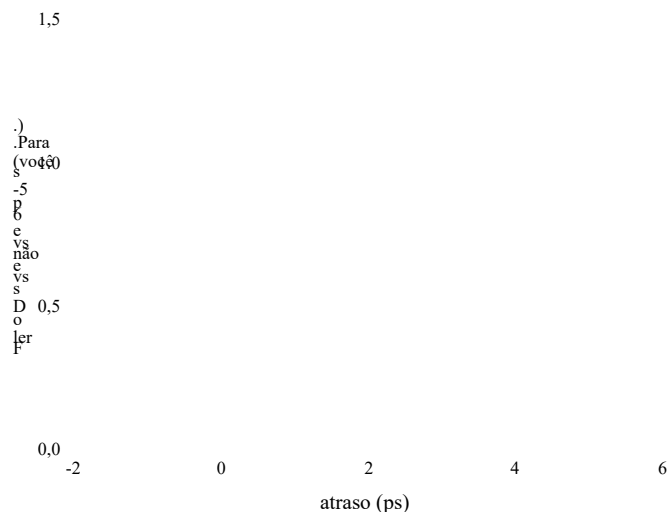


FIG. IV.13 - Figura retirada da referência [55]. Estudo teórico da evolução de transientes coerentes ao mover o salto de fase de π com um passo da ordem de 0,087 nm). Nós exploramos o área entre a Figura IV.12 (b) e a Figura IV.12 (c). Inicialmente (curva em linhas sólidas), o salto de fase é centrado em um pixel antes da ressonância. As seguintes curvas correspondem a um deslocamento de: 1,3 pixels (traços), 1,6 pixels (pontos), 1,9 pixels (traços e pontos).

IV.4 Sensibilidade de campo

Os resultados experimentais e teóricos obtidos por Jérôme Degert durante a sua tese na equipe nos levou a explorar a sensibilidade de transientes coerentes usando do novo shaper de alta resolução. Na verdade, este apresenta uma resolução teórica 0,06 nm / pixel mais fino do que o usado nas simulações anteriores. Nós desejamos para ver se a sensibilidade dos transientes coerentes poderia ser explorada para o caracterização e alinhamento deste novo shaper.

O dispositivo utilizado para a realização experimental deste teste é apresentado no figura IV.14 próxima página. É muito próximo ao usado durante a experimentação. mudança de fase mental de transitórios (figura IV.11 página 110). A diferença mais notável é a ausência de uma extensora de rede. Na verdade, as capacidades de modelagem de nossa maneira neur permitem que se aplique ao pulso da bomba tanto a fase quadrática forte (previamente introduzido por redes) e o salto de fase de π .

Movemos o salto de fase em etapas de 1 pixel, ou seja, 0,06 nm, ao longo de uma ampla faixa de comprimento de onda. Em todos os casos, dois transientes sucessivos são claramente distinto. A Figura IV.15 na página seguinte apresenta os resultados obtidos para os saltos fase distante da ressonância de 0,30 nm (curva 1) a 0,54 nm (curva 5). A parte à esquerda apresenta as simulações teóricas e à direita os resultados experimentais. O

IV.4. SENSIBILIDADE DE CAMPO

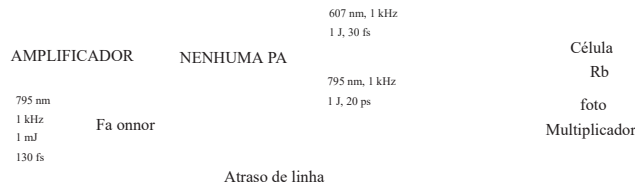


FIG. IV.14 - Dispositivo experimental para testar a sensibilidade de transientes consistente. O modelador apresenta tanto o forte quadratic e o salto de fase de π .

fase quadrática introduzida pelo modelador para este experimento é $\phi^{(2)} = 9,10 \text{ fs}^2$.

Podemos muito bem diferenciar dois transientes sucessivos. O comportamento geral de transientes experimentais está em bom acordo com simulações teóricas, em particular a fase relativa entre os transientes antes da ressonância. A principal diferença é o raporta de amplitude entre o ombro a 1 ps e o máximo a 3 ps: em transientes experimental, o ombro é mais intenso do que o esperado. Atribuímos essa diferença a um defeito de modelagem não compensado no momento em que esses experimentos foram realizados. Na verdade, o modelador gera, além do pulso de desvio de frequência com salto de fase, uma réplica limitada pela transformada de Fourier localizada em $t = 0$. Na ausência de correção, este tremor interrompe a evolução de transientes coerentes nas proximidades da passagem por ressonância. Apesar desse defeito, os transientes coerentes permitem um

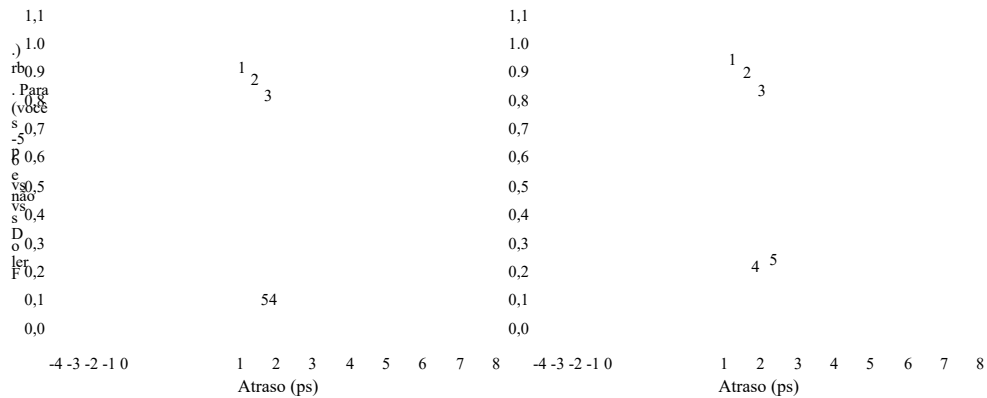


FIG. IV.15 - Transientes coerentes teóricos (à esquerda) e experimentais (à direita) obtido para diferentes posições do salto de fase de π . As curvas 1 a 5 correspondem respectivamente aos saltos colocados a 0,30 nm, 0,36 nm, 0,42 nm, 0,48 nm e 0,54 nm da ressonância. O modelador também introduz uma fase quadrática $\phi^{(2)} = 9,10 \text{ fs}^2$.

medição extremamente precisa da posição do salto de fase de π . Em comparação, o outro

possibilidade de medir esta posição é olhar para o buraco em amplitude aparecendo no espectro do pulso da bomba (consequência da aplicação do salto de fase) em usando um espectrômetro. Com o espectrômetro à nossa disposição, essa medição não é feita dentro de 0,2 nm. Além disso, não é possível distinguir o salto de fase de um buraco real em amplitude.

Em geral, a maioria das técnicas para caracterizar a fase (ou amplitude e fase) de pulsos ultracurtos têm resolução muito pior do que 0,06 nm observamos com transientes coerentes. Conclui-se que o transientes coerentes são suficientemente sensíveis para serem usados para a calibração de shapers alta resolução [47]. Além disso, esta calibração é feita sem outro equipamento (espectrômetro, SPIDER ou FROG) como o dispositivo experimental usado para estudar o sistema atômico.

Seria muito interessante poder usar essa sensibilidade extrema para colocar implementou uma técnica abrangente de caracterização de pulso ultracurto. Estavam indo veja que transientes coerentes permitem tal caracterização, com alguns alterações no diagrama da bomba.

Esta técnica de caracterização passa por uma etapa intermediária onde medimos parte da função de onda atômica. Esta etapa é bastante interessante por si só e vamos detalhar isso. Veremos então como usar essas informações no função de onda atômica para reconstruir o campo da bomba. Vamos finalmente detalhar as características bastante incomuns desta técnica de medição abrangente.

IV.5 Espirógrafo atômico

Como vimos nas partes anteriores, as diferentes experiências de transientes coerentes ou seus transientes de controle fazem com que os campos de bomba interajam $E_p(t)$ e sonda $E_s(t)$ com o sistema atômico de três níveis $\{|g\rangle, |e\rangle, |f\rangle\}$. O Estado de sistema atômico é inteiramente determinado por sua função de onda $|\Psi(t)\rangle$ definida acima já (equação IV.1 página 96) e cuja expressão lembramos:

$$|\Psi(t)\rangle = a_g(t)|g\rangle e^{-i\omega_g t} + a_e(t)|e\rangle e^{-i\omega_e t} + a_f(t)|f\rangle e^{-i\omega_f t} \quad (\text{IV.26})$$

Sob certas condições, é possível resolver temporariamente, na escala feminina. para o segundo, a evolução de $a_e(t)$. Portanto, temos acesso à amplitude de probabilidade de $|\Psi(t)\rangle$ no estado $|e\rangle$. Esta é uma medida parcial da função de onda atômica. A medição da função de onda [101, 127, 128] é um campo muito ativo. Em muitos caso, a medição diz respeito a um pacote de ondas que evolui livremente [101] (como um pacote de ondas onda vibracional evoluindo em um determinado potencial eletrônico). Aqui nós oferecemos uma medida um pouco diferente porque estamos interessados em um único nível específico do qual queremos medir a evolução forçada sob a ação do campo de bombas.

Vamos primeiro mostrar como a combinação de vários sinais transientes coerentes nos permitem voltar a $a_e(t)$; técnica semelhante a holografia de estado quântico [128]. Veremos então quais dificuldades experimentamos contos que tivemos que resolver para implementar essa reconstrução. Finalmente, o diferente as funções de onda reconstruída de anuidade serão detalhadas e vamos insistir nos parâmetros chaves para essas reconstruções.

IV.5. ESPIROGRAFIA ATÔMICA

115

IV.5.1 Transientes coerentes no átomo

Vamos retomar aqui os resultados da parte IV.1.2. Vamos assumir em particular que a sonda $E_s(t)$ é curta o suficiente para ser assimilada a um delta de Dirac. Debaixo nesta condição, o sinal de fluorescência $S_\delta(\tau)$ medido é diretamente proporcional ao população no estado excitado (equação IV.14 página 99):

$$S_\delta(\tau) = S_\delta(\tau) \propto P_e(\tau) = |a_e(\tau)|^2 \quad (IV.27)$$

A seguir, omitiremos o fator de proporcionalidade e não mencionaremos não explicitamente a suposição feita em $E_s(t)$. Vamos, portanto, simplesmente denotar por $S(\tau)$ o sinal da sonda de bomba medido, sendo este igual a:

$$S(\tau) = P_e(\tau) = |a_e(\tau)|^2 \quad (IV.28)$$

IV.5.1.1 Sequência de pulso da bomba

Para acessar a amplitude de probabilidade da população, vamos preencher coloque o campo de bomba $E_p(t)$ por uma sequência de dois pulsos $E_{p1}(t)$ e $E_{p2}(t)$ dos quais vamos controlar o atraso interferometricamente. Usando pelo menos dois transientes coerentes $S(t)$ registrados para diferentes fases relativas entre os dois pulsos, podemos reconstruir a amplitude de probabilidade $a_e(\tau)$ devido ao segundo pulso. A ideia é aproveitar a longa vida útil do nível $|e\rangle$ e nível na frente do dinam microfones estudados aqui para criar um oscilador local usando o primeiro pulso $E_{p1}(t)$. O controle interferométrico, então, nos permite adicionar a contribuição do segundo pulso $E_{p2}(t)$ com uma dada mudança de fase. Por exemplo, podemos fazer medições homodinos em fase ou em quadratura e, portanto, voltar para a contribuição $a_e(\tau)$.

Mais precisamente, a partir de um pulso de bomba desconhecido $E_p(t)$, geramos um sequência de pulso $E_{p\Sigma}(t)$. Nenhuma suposição é necessária sobre esse impulso. Para gerar a sequência, usaremos nosso modelador para aplicar a $\tilde{E}_p(\omega)$ a função de transferência espectral definida por

$$H_\theta(\omega) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2 \exp[i\theta + i\varphi^{(1)}(\omega - \omega_p) + i\varphi_p^{(2)}]} \quad (IV.29)$$

onde, lembre-se, ω_p é a pulsação central do pulso $E_p(t)$. Esta função de transferência gera um primeiro pulso idêntico a $E_p(t)$ e um segundo deslocamento por $\tau = \varphi^{(1)}$, com uma fase quadrática $\varphi^{(2)}$ e uma mudança de fase de θ . Teremos, portanto, uma sequência de pulsos $E_{p\Sigma}(t)$ que iremos observar:

$$E_{p\Sigma}(t) = F^{-1}[H_\theta(\omega) \tilde{E}_p(\omega)] = E_{p1}(t) + e^{i\theta} E_{p2}(t) \quad (IV.30)$$

Assim definido, $E_{p1}(t)$ e $E_{p2}(t)$ estão sempre em fase, a fase relativa sendo explicitamente contido no termo $\exp[i\theta]$. Vamos denotar por $a_{e1}(t)$ e $a_{e2}(t)$ as respectivas contribuições

linear em campo, a amplitude de probabilidade total $a_{e\Sigma}(t)$ devido à sequência de pulso assume a forma:

$$a_{e\Sigma}(t) = a_{e1}(t) + e^{i\theta} a_{e2}(t) \quad (\text{IV.31})$$

O sinal transiente coerente obtido, para uma fase relativa θ , é escrito da seguinte forma:

$$S_{\theta}(\tau) = \|a_{e1}(\tau) + e^{i\theta} a_{e2}(\tau)\|^2 \quad (\text{IV.32})$$

Vamos supor que o atraso $\varphi_{(1)}$ separando os dois pulsos $E_{p1}(t)$ e $E_{p2}(t)$ é grande em comparação com suas respectivas durações. Como a duração da sonda já é assumida insignificante, isso equivale a verificar:

$$\varphi_{(1)} \gg \Delta t_{p1}, \Delta t_{p2} \gg \Delta t_s$$

Tomar este cuidado em $\varphi_{(1)}$ permite separar bem as contribuições de $E_{p1}(t)$ e $E_{p2}(t)$: $a_{e1}(t)$ atingiu seu valor assintótico $a_{e1}(\infty)$ antes de $a_{e2}(t)$ começar a assumir valores diferentes de zero.

Se considerarmos um atraso da sonda de bomba τ grande em comparação com a duração da primeira bomba $E_{p1}(t)$ podemos então escrever:

$$a_{e\Sigma}(\tau) \stackrel{\tau \gg \Delta t_{p1}}{=} a_{e1}(\infty) + e^{i\theta} a_{e2}(\tau) \quad (\text{IV.33})$$

e então

$$S_{\theta}(\tau) \stackrel{\tau \gg \Delta t_{p1}}{=} \|a_{e1}(\infty) + e^{i\theta} a_{e2}(\tau)\|^2 \quad (\text{IV.34})$$

A seguir, iremos assumir implicitamente que as diferentes condições tempos são atendidos e, em particular, que τ é grande o suficiente para usar a Eq. IV.34. Vamos escrever o seguinte:

$$\begin{aligned} S_{\theta}(\tau) &= \|a_{e1}(\infty) + e^{i\theta} a_{e2}(\tau)\|^2 \\ &= |a_{e1}(\infty)|^2 + |a_{e2}(\tau)|^2 + 2 \operatorname{Re} [e^{i\theta} a_{e1}(\infty) a_{e2}^*(\tau)] \end{aligned} \quad (\text{IV.35})$$

Usando vários registros $S_{\theta}(\tau)$, para diferentes valores de θ , é então possível reconstruir um $a_{e1}(\infty) a_{e2}^*(\tau)$ para atrasos $\tau \gg \Delta t_{p1}$. Tem um fator multiplicativo complexo, temos assim acesso a um $a_{e2}(\tau)$.

IV.5.1.2 Possíveis reconstruções

Várias abordagens são possíveis, exigindo um número de registros a mais ou menos alto. Como essas gravações são relativamente longas para fazer, temos procurado minimizar o número. Apresentamos aqui diferentes métodos possíveis, terminando com a chamada reconstrução geométrica que nos pareceu a mais relevante.

Para cada reconstrução considerada, vamos mostrar uma simulação da transição

tórias coerentes a serem salvas para reconstruir a $\epsilon(\tau)$. Salvo indicação em contrário, o impulso sessões $E_{p1}(t)$ e $E_{p2}(t)$ corresponderá respectivamente a um impulso limitado por transformada mea e a um pulso de deslocamento de 10 ps tendo uma fase quadrática de $2,10^5 \text{ fs}^2$ (duração estendida da ordem de 10 ps). Esses dois pulsos têm durações limitadas por

IV.5. ESPIROGRAFIA ATÔMICA

Transformada de Fourier de 100 fs, têm a mesma energia, são mutuamente coerentes e são perfeitamente ressonante: $\omega_p = \omega$ por exemplo .

Uma primeira possibilidade, dando uma solução única, é fazer quatro gravações. trements para $\theta = \{0, \pi, \pi/2, -\pi/2\}$. Simulações dessas gravações são fornecidas na figura IV.16. No atraso $\tau = 0$, o primeiro pulso chega e transfere população. Como o primeiro impulso é limitado pela transformada de Fourier, o regime transiente dura pouco e tem um formato de degrau de escada. Para prazos de entrega fracamente positivos (entre 1 e 3 ps na figura), o sinal não evolui mais: é igual a $|a_e(\infty)|^2$. Em torno de $\tau = 10$ ps, o segundo impulso passa por ressonância e sua contribuição interfere de forma diferente com aquela do primeiro pulso de acordo com sua fase relativa θ : (a) 0 em preto e $\pi/2$ em cinza e (b) π em preto e $-\pi/2$ em cinza.

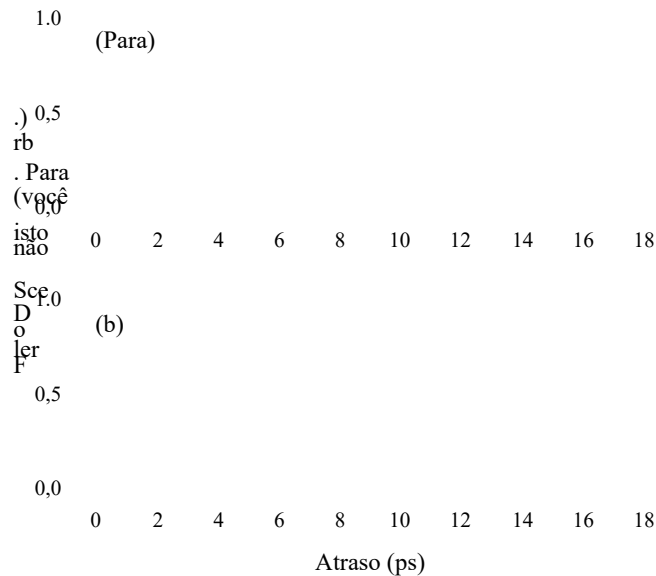


FIG. IV.16 - Sinais teóricos para uma reconstrução com 4 registros: (a) fase relativa de 0 em preto, $\pi/2$ em cinza e (b) fase relativa de π em preto e de $-\pi/2$ em cinza.

Por combinação linear complexa dessas gravações, obtemos um sinal $S_{[4]}(\tau)$

$$S_{[4]}(\tau) = [S_0(\tau) - S_{\pi}(\tau)] + i [S_{-\pi/2}(\tau) - S_{\pi/2}(\tau)] = a_e^* \tag{IV.36}$$

que corresponde bem a um $e^{-\frac{\tau}{2}}$ $a_{e2}(\tau)$ inequivocamente.

É possível salvar uma gravação usando uma segunda solução que não usa apenas sequências de pulso. A ideia é usar dois registros com sequências de pulsos para $\theta = \{0, \pi/2\}$ e um terceiro, que denotaremos $S_{\theta}(t)$, onde apenas o pulso $E_{p2}(t)$ está presente. Essas três gravações são simuladas em

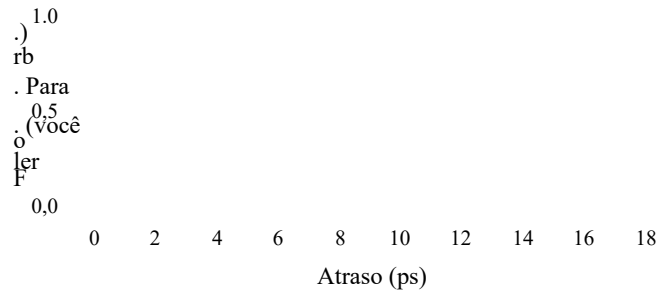


FIG. IV.17 - Sinais teóricos para uma reconstrução de 3 registros: sequência de pulso com fase relativa de 0 em preto, de $\pi/2$ em cinza e segundo pulso sozinho em linhas pontilhadas pretas.

Figura IV.17 respectivamente em linhas pontilhadas pretas, cinzas e pretas. Podemos, portanto, construir o sinal $S_{[3]}(\tau)$:

$$S_{[3]}(\tau) = \frac{S_0(\tau) + iS_{\pi/2}(\tau) - (1 - i)S_{\theta}(\tau)}{2} = a e^{-\frac{\tau}{2}} \left| a_{e1}(\infty) \right|^2 \quad (IV.37)$$

Esta técnica nos permite acessar um $e^{-\frac{\tau}{2}}$ $a_{e2}(\tau)$ (e, portanto, $a_{e2}(\tau)$) a uma constante perto. Essa constante pode ser removida de forma muito simples. Na verdade, por um instante τ incluiu entre o final do primeiro pulso e o início do segundo (atraso entre 1 e 3 ps no figura IV.17), sabemos que $a_{e2}(\tau)$ deve ser zero e, portanto, o sinal reconstruído $S_{[3]}(\tau)$ em este instante é igual à constante de excesso, a saber $(1 - i) | a_{e1}(\infty) |^2 / 2$. Então apenas subtraia do sinal reconstruído $S_{[3]}(\tau)$ o seu valor "inicial" (ou seja, o do platô entre 1 e 3 ps) para recuperar um $e^{-\frac{\tau}{2}} a_{e2}(\tau)$.

As soluções mais recentes e minimalistas usam apenas duas gravações para $\theta = \{0, \pi/2\}$ a fim de reconstruir a amplitude de probabilidade $a e^{-\frac{\tau}{2}} a_{e2}(\tau)$. Esses sinais são representados na figura IV.18 na página oposta, em preto para $\theta = 0$ e em cinza para $\theta = \pi/2$. No caso geral, esses dois sinais não são suficientes para reconstruir uma solução único para um $a_{e2}(\tau)$. Na verdade, eles correspondem ao sistema de equações

$$\begin{aligned} S_0(\tau) &= |a_{e1}(\infty)|^2 + |a_{e2}(\tau)|^2 + 2 \operatorname{Re}[a_{e1}(\infty) a_{e2}^*(\tau)] & \text{(IV.38a)} \\ S_{\pi/2}(\tau) &= |a_{e1}(\infty)|^2 + |a_{e2}(\tau)|^2 - 2 \operatorname{Im}[a_{e1}(\infty) a_{e2}^*(\tau)] & \text{(IV.38b)} \end{aligned}$$

que são ambos quadráticos em $|a_{e2}(\tau)|$. Teremos, portanto, a priori para cada momento τ quatro soluções possíveis. É uma situação bastante incômoda, especialmente porque muito frequentemente, essas soluções são degeneradas em vários instantes $\{\tau_i\}$, o que torna a identificação da solução tendo um significado físico extremamente tedioso.

No entanto, no caso particular de um segundo pulso fraco em comparação com o primeiro temos $|a_{e2}(\tau)|^2 \ll |a_{e1}(\infty)|^2$ para qualquer instante τ . Podemos então primeiramente negligenciar este termo e o sistema de equações IV.38 torna-se linear em $a_{e2}(\tau)$. Por um aplicativo próximo variacional, podemos então reconstruir um $a_{e2}(\tau)$ em várias iterações. Em

IV.5. ESPIROGRAFIA ATÔMICA

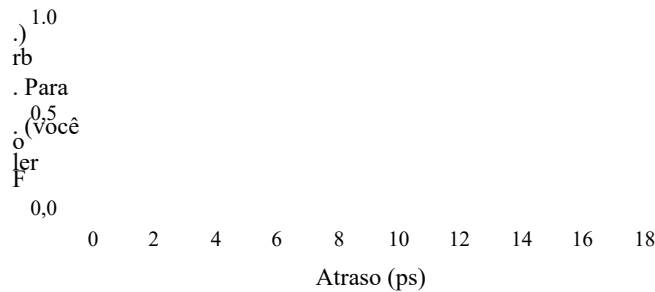


FIG. IV.18 - Sinais teóricos para uma reconstrução com 2 registros: fase relativa de 0 em preto, $\pi / 2$ em cinza.

prática, não aplicamos esta abordagem porque usar um segundo pulso baixo limita bastante a quantidade de fluorescência detectada. Então nós estamos virou-se para uma técnica de reconstrução original, que permite a obtenção de um $a_{e2}(\tau)$ do sistema IV.38, independentemente do peso relativo dos dois pulsos. Este método dito geométrico dá duas soluções, mas a solução física é facilmente identificável e separáveis da segunda solução.

IV.5.1.3 Reconstrução geométrica

A ideia básica da reconstrução geométrica é interpretar o sistema de equações IV.38 página anterior em termos de distâncias no plano complexo. Isso permite para reduzir a resolução do sistema em um tempo τ para o problema de interseção de dois círculos. Primeiro, faremos algumas pequenas alterações em comparação com ao sistema de equações IV.38.

Em primeiro lugar, consideraremos um caso um pouco mais geral do que o apresentado anteriormente: a segunda gravação será feita não para $\theta = \pi / 2$, mas para um qualquer ângulo diferente de zero α . Os dois registros, portanto, nos fornecem o sistema

$$|a_{e1}(\infty) a_{e2}(\tau)|$$

equações:

$$S_0(\tau) = |a_{e1}(\infty) + a_{e2}(\tau)|^2 \tag{IV.39a}$$

$$S_\alpha(\tau) = |a_{e1}(\infty) + \exp[i\alpha] a_{e2}(\tau)|^2 \tag{IV.39b}$$

Esses dois transientes coerentes são representados na figura IV.19 (a): em preto para $S_0(\tau)$ e em cinza para $S_\alpha(\tau)$ (tomamos $\alpha = \pi/3$ para essas simulações). Como reconstruir geométrico faz uso da estreita ligação que existe entre os sinais transitórios coerentes e amplitudes de probabilidade correspondentes, parece oportuno esclarecer novamente esse link. A parte (b) da figura IV.19 na página seguinte representa no plano complexo a evolução da amplitude de probabilidade no estado excitado: em preto para $\theta = 0$ e em cinza para $\theta = \alpha$. Podemos observar duas contribuições distintas: a do primeiro impulso que dá um segmento horizontal da origem ao ponto $(1/2, 0)$ e que é independente de a fase relativa, e aquela do segundo impulso que produz uma espiral Cornu cuja

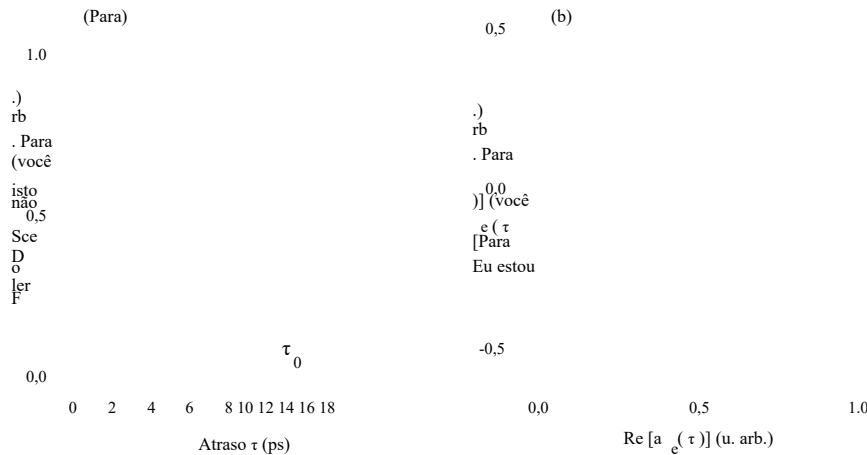


FIG. IV.19 - (a) Sinais teóricos para uma reconstrução geométrica: fase relativa de 0 em preto, de α em cinza. (b) Amplitudes de probabilidade total correspondente (fase relativa de 0 em preto e α em cinza).

a orientação depende da fase relativa. Em um dado instante τ_0 , o sinal $S_0(\tau_0)$ que nós medimos (IV.19 (a), ponto preto) corresponde no plano complexo ao quadrado da distância entre a origem do sistema de coordenadas e a posição atual na espiral em preto. Esta distância é materializado pelo segmento pontilhado preto. Ao mesmo tempo, $S_\alpha(\tau_0)$ dá o quadrado de a distância entre a origem do plano complexo e a posição na espiral cinza. O termo $a_{e2}(\tau)$ que queremos reconstruir corresponde no plano complexo à espiral preta mas com um ponto de partida reorientado na origem do sistema de coordenadas.

A segunda modificação feita é assumir que $a_{e1}(\infty) = 1$. É apenas

por conveniência, isso não diminui a generalidade do método. Como os métodos apresentados anteriormente, isso só dá acesso a um θ $\in [0, \pi)$, e não a $a_{e2}(\tau)$, este $a_{e2}(\tau)$ escolha corresponde tanto a uma escolha de fase absoluta para um $a_{e2}(\tau)$ quanto a uma normalização registros ao seu valor inicial. Queremos dizer por valor inicial, o valor do platô que aparece para $\tau > 0$.

Com esta escolha de normalização, nosso sistema de equações torna-se:

$$S_0(\tau) = |1 + a_{e2}(\tau)|^2 \tag{IV.40a}$$

$$S_\alpha(\tau) = |1 + \exp[i\alpha] a_{e2}(\tau)|^2 \tag{IV.40b}$$

Em seguida, definimos as duas distâncias a seguir:

$$r_0(\tau) = \sqrt{S_0(\tau)} = |1 + a_{e2}(\tau)| \tag{IV.41a}$$

$$r_1(\tau) = \sqrt{S_\alpha(\tau)} = |1 + \exp[i\alpha] a_{e2}(\tau)| \tag{IV.41b}$$

A Figura IV.20 na página seguinte representa essas distâncias, bem como as duas amplitudes de probabilidades no plano complexo. Essas distâncias correspondem às mencionadas acima.

Eu estou

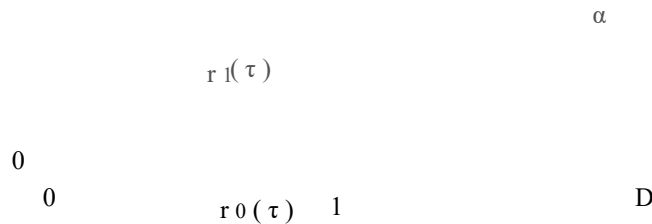


FIG. IV.20 - Evolução da amplitude de probabilidade no estado excitado, para as duas sequências de pulso de bomba: em fase (preto) e defasadas de α (cinza). A espiral com chifres pretos corresponde a $a_{e2}(\tau)$, que tentamos reconstruir graficamente.

demência.

Podemos, sem modificar a distância $r_1(\tau)$, girar mentalmente o caminho cinza com um ângulo $-\alpha$, em torno do ponto (1, 0) (ponto a partir do qual os dois espirais). Na verdade, isso equivale a reescrever $r_1(\tau)$ na forma:

$$r_1(\tau) = |1 + \exp[i\alpha] a_{e2}(\tau)| = |\exp[-i\alpha] + a_{e2}(\tau)| \tag{IV.42}$$

Após esta rotação, as espirais cinza e preta são sobrepostas e todas correspondem dois no termo a $e_2(\tau)$ que nos interessa.

Podemos então, ainda sem mudar nada no sistema de equações, escolher o ponto (1, 0) como a origem do sistema de coordenadas. Em seguida, obtemos a figura IV.21 na página seguinte. Neste, observamos que as partes dos dois caminhos correspondentes a um $e_2(\tau)$ são sobreposição. Chamamos de P_0 e P_1 os pontos de partida dos dois caminhos neste novo marco. Suas coordenadas são $P_0 : (-1, 0)$ e $P_1 : (-\cos(\alpha), \sin(\alpha))$. Como nós deixemos saber o valor de α , essas coordenadas são conhecidas.

Temos então uma nova interpretação para as distâncias $r_0(\tau)$ e $r_1(\tau)$: elas dão respectivamente a distância entre o caminho a $e_2(\tau)$ e dois pontos distintos P_0 e P_1 (distintos porque $\alpha \neq 0$).

Para reconstruir graficamente um $e_2(\tau)$, basta encontrar, para cada instante τ , a interseção de dois círculos (ver figura IV.22 na próxima página):

- C_0 , com centro P_0 e raio $r_0(\tau)$.
- C_1 , com centro P_1 e raio $r_1(\tau)$.

Para isso, utilizamos a reconstrução proposta por Paul Bourke na página web:

<http://astronomy.swin.edu.au/~pbourke/geometry/2circle/>

Temos duas soluções a $+e_2(\tau)$ e a $-e_2(\tau)$ que correspondem aos dois pontos de interseção possível. A solução física é aquela que assume um valor inicial de zero, e ou seja, começa em (0,0) no novo sistema de coordenadas.

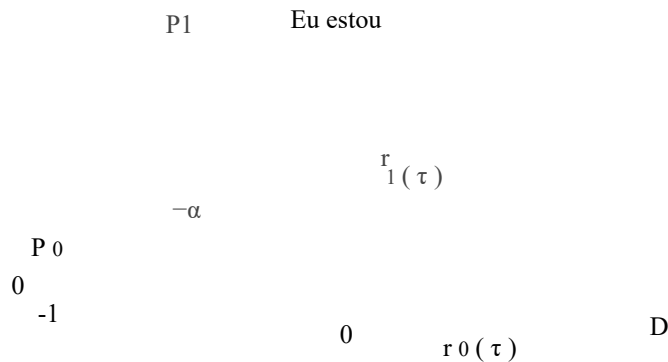


FIG. IV.21 - Reinterpretação do sistema de equações IV.41 página 120: $r_0(\tau)$ e $r_1(\tau)$ fornecem a distância entre a $e_2(\tau)$ e dois pontos de referência P_0 e P_1 .

Eu estou

C1

Para(tau)

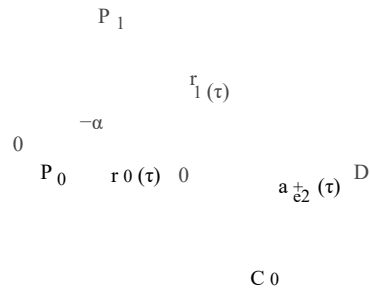
ϵ_2 

FIG. IV.22 - Reconstrução gráfica de um $\epsilon_2(\tau)$. Temos duas soluções possíveis a $+\epsilon_2(\tau)$ e a $-\epsilon_2(\tau)$. A solução "física" é a de ameaçando em $(0,0)$.

Para que as duas soluções sejam claramente separadas, basta que o caminho correspondente igualar a $\epsilon_2(\tau)$ não intercepta a reta $(P_0 P_1)$. Na verdade, ao longo desta linha, os dois as soluções são degeneradas. Para ficar longe deste direito, devemos colocar certos restrições tanto no ângulo α quanto no caminho a $\epsilon_2(\tau)$. Essas restrições não são simples e requerem um conhecimento a priori da forma que o caminho correspondente a

a $\epsilon_2(\tau)$. No entanto, podemos fornecer tendências gerais no caso presente de uma espiral de Cornu (que corresponde a um impulso $E_{p2}(t)$ Gaussiano com desvio de alta frequência). Em primeiro lugar, para um ângulo fixo α , menor será a excursão da espiral em relação à distância. distância OP_0 (que é idêntica à distância OP_1), mais chance temos de não cortar $(P_0 P_1)$. Agora, a distância OP_0 , aqui normalizada para um, está de fato ligada à contribuição do primeiro impulso. Portanto, é preferível ter um primeiro impulso importante por em comparação com o segundo.

A Figura IV.23 mostra o caso limite de um primeiro pulso fraco para o qual o duas soluções ainda são distintas. A situação que serviu de exemplo desde o início (pontos P_0 e P_1 , direito $(P_0 P_1)$ simbolizado pela linha preta) é comparado com o valor em mais fraco do primeiro impulso permitindo separar a solução física da outra (pontos P_{0min} e P_{1min} , linha simbolizada por linhas pontilhadas pretas). O menor valor corresponde a uma reta $(P_{0min} P_{1min})$ quase tangente à espiral.

Na prática, descobrimos que dois pulsos de intensidades espectrais se comparam rables fornecem duas soluções não degeneradas.

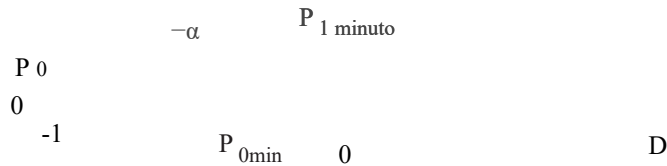


FIG. IV.23 - Comparação entre a situação tomada como exemplo (direita (P_0, P_1) em preto) e a intensidade mínima do primeiro im- unidade permitindo reconstrução não degenerada (direita (P_{0min}, P_{1min}) em linhas pontilhadas pretas).

Então, para uma razão de intensidade fixa entre o primeiro e o segundo pulso, temos uma ampla escolha para o ângulo α . Na figura IV.24 próxima página, este intervalo é representado por um arco cinza de um círculo. Para os valores-limite, as posições assumidas pelo o ponto P_1 é representado por $P_{1\alpha_{min}}$ e $P_{1\alpha_{max}}$. Esses valores limite sempre correspondem às linhas $(P_0, P_{1\alpha_{max}})$ e $(P_0, P_{1\alpha_{min}})$ (mostradas em linhas pontilhadas) quase tangentes a a espiral.

O valor $\alpha = 0$ é obviamente excluído porque não permite qualquer reconstrução, os dois sinais experimentais sendo então idênticos. Mais geralmente, os ângulos α também pequenos são desfavoráveis. Na verdade, para um pequeno ângulo, os dois transientes coerentes são muito semelhantes ou o que dá no mesmo, os pontos P_0 e P_1 muito próximos. Nisso situação, uma variação da parte imaginária de um $e_2(\tau)$ só resulta em mudanças sinais experimentais muito fracos. A parte imaginária não será reconstruída com

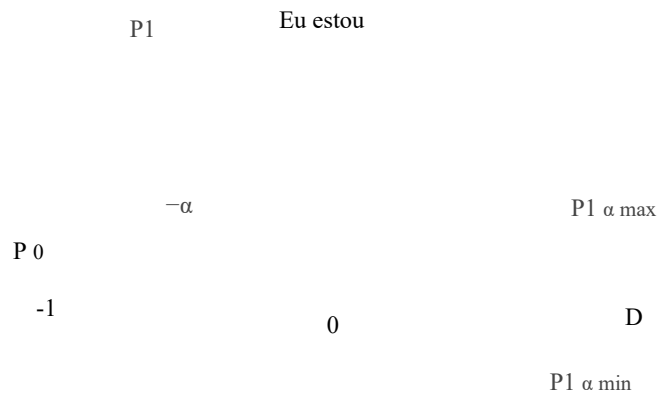


FIG. IV.24 - Faixa de ângulos α (arco circular cinza) permitindo um reconstrução não degenerada. O valor $\alpha = 0$ é obviamente excluídos.

precisão.

Podemos nos perguntar se existe, para um dado $\epsilon_2(\tau)$, um ângulo ótimo α . Na verdade, não há nenhum. Ou mais exatamente, existe um diferente para cada instante τ . Como ângulos muito pequenos devem ser evitados e grandes ângulos aumentam o chances de cortar a espiral γ , na prática, usamos mais frequentemente ângulos de $\pi/2$ ou $-\pi/2$.

IV.5.2 Pré-requisitos experimentais

Agora temos vários procedimentos, e em particular o chamado geométrico, para reconstruir a amplitude de probabilidade criada por um determinado campo de bomba usando vários sinais experimentais. Para implementá-los, é necessário gerar sequências de pulso bastante específicas e nem sempre fáceis de realizar experimentalmente. Está mentindo. Na verdade, se estamos interessados na amplitude de probabilidade a $\epsilon_2(t)$ devido a um campo $E_{p2}(t)$, devemos realizar pelo menos duas sequências de pulsos do tipo

$$E_{p\Sigma}(t) = E_{p1}(t) + e^{i\theta} E_{p2}(t) \quad (\text{IV.43})$$

onde os dois pulsos $E_{p1}(t)$ e $E_{p2}(t)$ são separados por um atraso $\varphi_{(1)}$ grande na frente de seus durações. Na prática, uma vez que o segundo pulso dura vários picossegundos, este o retardo $\varphi_{(1)}$ deve ser da ordem de dez picossegundos. Mas precisamos de controle

⁷ Para $\alpha = \pi$ por exemplo, as soluções irão degenerar a cada mudança de sinal da parte imaginário de um $\epsilon_2(\tau)$, ou seja, a cada meia volta da espiral, bem como na passagem pela ressonância.

interferométrico (da ordem de uma fração de femtossegundo para os comprimentos de onda irmãos) neste atraso para reivindicar a imposição de fases relativas θ dadas. Manter um tal controle durante os vários minutos que dura cada gravação não é um coisa fácil. Isso pode ser feito usando um interferômetro de Michelson estabilizado. Em nosso caso, iremos gerar totalmente a sequência de pulso e o quadrático do segundo impulso usando o modelador. Então, temos que ter certeza que podemos gerar os atrasos certos com precisão interferométrica.

IV.5.2.1 Dispositivo

O dispositivo experimental que usamos para a reconstrução da amplitude a probabilidade é apresentada na Figura IV.25. Este dispositivo é muito semelhante àquele

usado para testar a sensibilidade de transientes (figura IV.14 página 113). Nós apenas temos adicionado uma lâmina separadora na frente da célula de rubídio, a fim de tirar um pouco do Pacote. Esta parte é usada para fazer a correlação entre a bomba e a sonda em um cristal de BBO tipo I de 100 μm . A detecção do sinal de soma (centrado em 344 nm) é fornecido por um fotodiodo. Como em experimentos anteriores, a câmara de

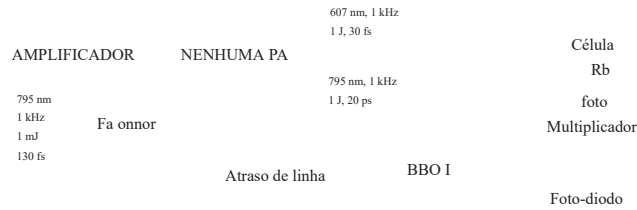


FIG. IV.25 - Dispositivo experimental usado para a reconstrução de amplificação estudo de probabilidade e campo elétrico.

a célula rubídio é levada a uma temperatura de 83 ° C e a cauda a 69 ° C. Este corresponde a uma pressão de rubídio da ordem de $2.7 \cdot 10^{-3}$ Pa. O fotomultiplicador garantindo a detecção de fluorescência (RCA IP28) é trazida a uma tensão de -750 V.

O pulso de sonda, gerado usando o NOPA, tem uma duração de cerca de 30 fs e um comprimento de onda central de 607 nm.

A sequência de pulso da bomba é gerada pelo modelador a partir do pulso pressão do amplificador. Antes da formatação, dura cerca de 130 fs e é centrado em 795 nm. O modelador cria um primeiro impulso $E_{p1}(t)$ limitado pela transformação de Fourier, em seguida, um segundo $E_{p2}(t)$ na deriva de alta frequência com uma fase relativa de θ . Isso resulta, no domínio espectral, pela multiplicação do impulso resultante da o amplificador pela função de transferência:

$$H_{\theta}(\omega) = \frac{1}{2} \left[a_1^{1/2} + a_2 e^{i[\theta + \varphi_{(1)}(\omega - \omega_p) + \varphi_{(2)}(\omega - \omega_p)^2/2]} \right] \quad (\text{IV.44})$$

onde $\varphi_{(1)}$ é o atraso entre os dois pulsos e $\varphi_{(2)}$ a fase quadrática do segundo. Também introduzimos dois parâmetros adicionais, um a_1 e um a_2 (variando entre 0 e 1) que permitem que os pesos relativos dos dois pulsos na sequência sejam alterados.

As energias dos pulsos da bomba e da sonda são da ordem de μJ na entrada de a célula de rubídio; são escolhidos de forma a permanecerem em regime de perturbação.

IV.5.2.2 Testes preliminares

Inicialmente, queríamos verificar o controle interferométrico de fase θ para pulsos limitados pela transformada de Fourier. Temos para isso programado no shaper dois pulsos, deslocados em 3 ps em fase ou em oposição fase ($\theta = 0$ ou π , $\varphi_{(1)} = 3$ ps, $\varphi_{(2)} = 0$). Nós escolhemos dois pulsos de

mesma intensidade espectral, ou seja, $a_1 = a_2 = 1$. A Figura IV.26 mostra as intensidades de correlação e os transientes obtidos com essas duas sequências de pulsos. Características

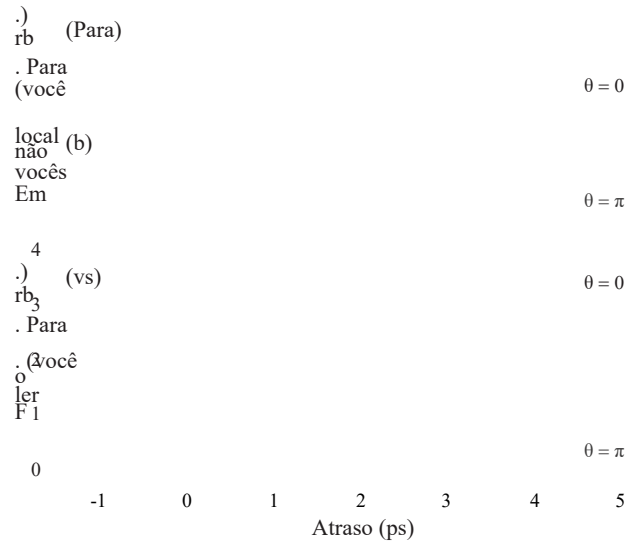


FIG. IV.26 - Sequências de dois pulsos curtos deslocados em 3 ps com uma fase relativa de 0 (preto) e π (cinza). (a) e (b) intensidades de correlação com pulso curto. (c) sinais de fluorescência observado.

o preto corresponde à sequência de dois pulsos em fase e as linhas cinzas àquele de pulsos com mudança de fase em π .

As correlações (a) e (b) mostram que os dois pulsos de cada sequência têm a mesma intensidade temporal, independentemente da fase. Em sinais de fluorescência (c), encontramos o comportamento esperado para a população. Em torno de $\tau = 0$, o primeiro o impulso passa por ressonância e cria uma contribuição para as pessoas no estado de excitação. Normalizamos arbitrariamente o sinal de fluorescência correspondente para 1. O sistema de governo transiente é curto e tem uma forma de degrau de escada: isso se deve ao momento limitado por transformada de Fourier. Então, até que o segundo pulso chegue, o a população retém o valor assintótico transferido pelo primeiro pulso. Por aí de $\tau = 3$ ps, o segundo pulso dá sua contribuição. Isso é da mesma importância

que aquele do primeiro impulso e seu efeito sobre a população transferida depende do fase relativa entre os dois pulsos. Para dois pulsos em fase, as contribuições interagir de forma construtiva e após um curto período de transição, um nível populacional 4 vezes maior, o que corresponde bem a uma amplitude de probabilidade Duplo. Para dois pulsos em oposição de fase, a interação é destrutiva e no final do período de transição, a população assintótica está em zero.

Este teste simples confirma que o modelador de fato gera sequências com precisão interferométrica, e para manter esta precisão o tempo suficiente para que podemos registrar os transientes.

Para completar este teste, realizamos um segundo experimento com uma fase variável entre os dois pulsos. Nos posicionamos após a chegada do segundo pulso, em um atraso fixo τ e registramos a população assintótica como uma função da fase relativa θ . Essa população está representada na figura IV.27. Quadrados pretos

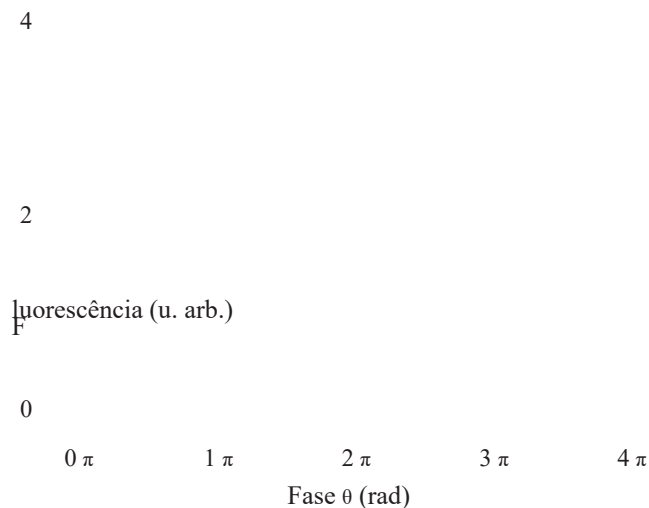


FIG. IV.27 - População assintótica transferida por uma sequência de pulsos em função da fase relativa θ entre os pulsos: população experimental (quadrados pretos) e teórica (linha cinza).

correspondem ao sinal de fluorescência experimental e a linha cinza ao cosseno da fase Requeridos. Nenhum ajuste é feito no sinal experimental além de uma normalização do máximo ao valor 4. Em particular, o 0 na figura corresponde ao "laser zero", é ou seja, o sinal de fluorescência obtido na ausência de qualquer campo de bomba. O contraste é portanto, extremamente bom. A experiência reproduz fielmente o comportamento esperado, com, no entanto, um erro sistemático para mudanças de fase da ordem de $0,9\pi + 2k\pi$.

Este segundo teste nos mostra que podemos variar a fase relativa à vontade. entre os dois pulsos da sequência.

IV.5.4 Primeiros resultados

Em um primeiro experimento, escolhemos um atraso de $\varphi_{(1)} = 4$ ps entre o dois pulsos de bomba e uma fase quadrática de $\varphi_{(2)}$ $\varphi_p = 2,10 \text{ fs}^2$ para o segundo. Os dois pulsos têm a mesma intensidade espectral: $a_1 = a_2 = 1$. Registramos transientes coerentes para duas fases relativas: $\theta = \{0, \pi/2\}$. Estes são apresentados na Figura IV.28. Os quadrados representam os transitórios experimentais e as linhas a teoria. As linhas pretas correspondem a $\theta = 0$ e as cinzas a $\theta = \pi/2$.

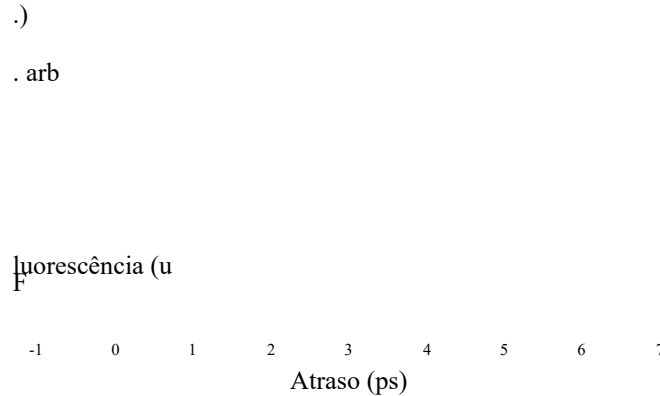


FIG. IV.28 - Transientes coerentes (linha para a teoria, quadrados para o experimento) para um atraso de $\varphi_{(1)} = 4$ ps e uma fase quadrática de $\varphi_p^{(2)} = 2,10 \text{ fs}^2$: para $\theta = 0$ (em preto) e $\theta = \pi/2$ (em cinza).

Os parâmetros variáveis dos ajustes teóricos são a amplitude do sinal, a orientação gine vezes, o peso do segundo pulso, bem como a fase relativa θ . A sentença quadrática não é ajustada, é fixada no valor solicitado ao modelador: $2,10 \text{ fs}^2$.

A fase relativa é um parâmetro chave dos ajustes. Aqui, as duas fases relativas ajustados são $-\pi/10$ e $-\pi/10 + \pi/2$ e não 0 e $\pi/2$. A diferença de $\pi/2$ é boa respeitado, mas há um deslocamento em comparação com 0 . Isso se deve a um erro na pulsação central do pulso da bomba ω_p usado no desenvolvimento da políofase mial aplicado ao segundo pulso (consulte Equação IV.44 na página 125). Na verdade, se o a pulsação usada para o desenvolvimento da fase difere da pulsação central, a termos lineares (atraso) e quadráticos (variação de frequência) irão adicionar uma contribuição para a fase relativa. Ao chamar $\delta\omega$ o erro cometido na pulsação central, temos um erro na fase relativa θ que vale:

$$\delta\theta = \varphi_{(1)} \delta\omega + \frac{\varphi_p^{(2)}}{2} \delta\omega^2 \quad (\text{IV.45})$$

Para um erro de apenas um pixel no nível da máscara, ou seja, deslocamento de $0,06 \text{ nm}$ por em comparação com o comprimento de onda central do pulso da bomba (da ordem de 795 nm), nós

obtem um erro na fase relativa da ordem de $\delta\theta \approx \pi / 5$. A lacuna encontrada aqui, de $\pi / 10$ é bastante razoável, pois corresponde a um deslocamento de meio pixel, entre os posição assumida e a posição real da pulsação ω_p no plano da máscara.

Um segundo parâmetro que difere ligeiramente entre a programação solicitada e o ajuste obtido é o peso relativo dos dois pulsos. O ajuste dá um segundo impulso mais fraco que o primeiro ($a_1 = 1$, $a_2 = 0,75$), ao passo que tivemos pesos idênticos programados. Isso se deve aos interstícios da máscara do modelador: eles adicione uma contribuição ao primeiro impulso que é, portanto, mais importante que o esperado. Compensação por lacunas, ou mais simplesmente um lapso de tempo de toda a formatação programada resolveria este problema.

No geral, apesar dessas duas falhas, os transientes medidos estão em muito boas condições. cordão com a teoria.

Ao aplicar a reconstrução geométrica a esses dois transientes coerentes, nós reconstruímos a amplitude de probabilidade no estado $|e\rangle$, apresentada na figura IV.29. A amplitude experimental (quadrados pretos) reproduz bem a espiral Cornu prevista por

FIG. IV.29 - Amplitude de probabilidade (linha cinza para a teoria, quadrados pretos para o experimento) reconstruída a partir dos transientes do fi figura IV.28 página oposta (atraso de $\varphi_{(1)} = 4$ ps e quadrado tick $\varphi_{(2)} = 2,10$ fs).

teoria (linha cinza). O valor assintótico assumido por um $\epsilon(t)$ não está no eixo real, mas ligeiramente abaixo. Esta diferença corresponde ao deslocamento de $-\pi / 10$ nas fases agendado. Encontramos este ângulo entre o eixo real e o eixo de inclinação da espiral.

Este experimento foi repetido para uma fase quadrática negativa e parâmetros ligeiramente diferente ($\varphi_{(1)} = 6$ ps, $\varphi_{(2)} = -2,10$ fs, $a_1 = 0,3$ e $a_2 = 1$). Transientes obtidos são apresentados na figura IV.30 da página seguinte: em cinza para $\theta = 0$ e em preto para $\theta = \pi / 2$. A teoria é representada por uma linha sólida, os sinais experimentais por praças. A amplitude de probabilidade correspondente é plotada na figura IV.31 na página 131, o quadrados pretos correspondentes ao experimento, a linha cinza à teoria. Nesta reconstrução, observamos um enrolamento diferente do observado anteriormente: a espiral Cornu tem a forma de "Z", enquanto na Figura IV.29 era a forma de "S". Isso é devido ao

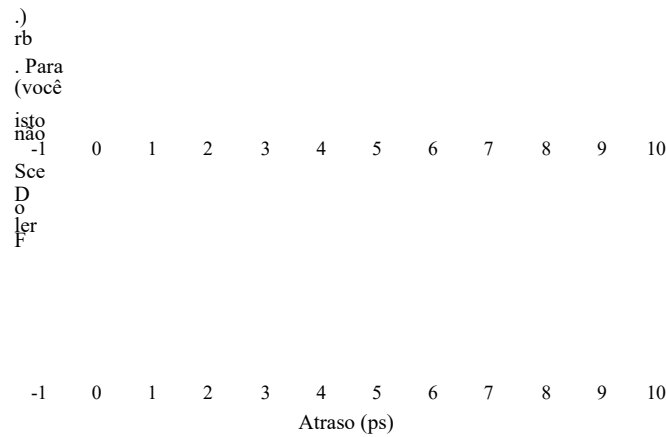


FIG. IV.30 - Transientes coerentes (linha para a teoria, quadrados para o experimento) para um atraso de $\varphi_{(1)} = 6$ ps e uma fase quadrática de $\varphi_p^{(2)} = -2,10 \text{ fs}^2$: para $\theta = 0$ (em cinza) e $\theta = \pi/2$ (em preto).

mudança de sinal da fase quadrática que agora é negativa. Aqui novamente, as fases relativas são deslocadas e a espiral é direcionada ao longo de um eixo diferente do eixo real. Neste experimento em que não tentamos minimizar essa mudança, o último é da ordem de $\pi/5$.

A fim de perceber melhor a evolução temporal, esta nova reconstrução é pré-mostrado na figura IV.32 na página 132, onde o eixo temporal foi adicionado: o plano complexo é o eixo horizontal e o vertical correspondem ao tempo. Observamos a evolução na escala feminina. o segundo da função de onda do átomo no estado excitado. A projeção no avião horizontal retorna a espiral Cornu usual e as projeções nos planos verticais a parte real (à esquerda) e a parte imaginária (à direita). Portanto, temos acesso a a evolução de uma parte da função de onda atômica, com uma resolução da ordem de 30 fs (ou seja, a duração do pulso de sonda). Esta medida é obviamente dependente de dante da escolha do medidor que fizemos ao descrever a interação campo - átomo por a aproximação do dipolo elétrico.

Esta reconstrução da função de onda atômica é bastante diferente do que é feito em outro lugar. Na verdade, geralmente seguimos a evolução livre de um pacote de ondas composta por vários níveis (vibracional e / ou rotacional) [101]. Aqui nós observamos a evolução de um único nível de energia, mas durante sua interação com o campo da bomba. É, portanto, a evolução forçada da função de onda atômica.

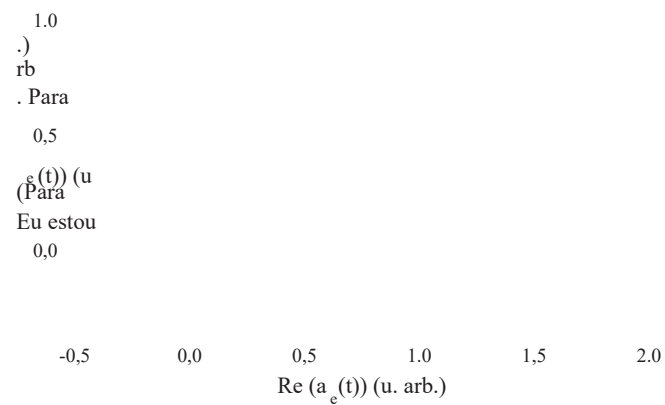


FIG. IV.31 - Amplitude de probabilidade (linha cinza para teoria, quadrados pretos para o experimento) reconstruída a partir dos transientes do ψ da figura IV.30 página oposta (atraso de $\phi_{(1)} = 6$ ps e quadrado $\phi_{(2)} = -2,10$ fs²).

FIG. IV.32 - Reconstrução experimental da amplitude de probabilidade em Estado de excitação. Resolvemos a evolução temporal na escala feminina. contagem de $a_e(\tau)$. A projeção no plano complexo restaura o Espiral de cornu e a projeção nos eixos real e imaginário, a evolução temporal da parte real e imaginária de $a_e(\tau)$.

IV.5. ESPIROGRAFIA ATÔMICA

133

IV.5.5 Você pode brincar com o espirógrafo

Com nosso método de medição da função de onda atômica, podemos observar o comportamento do átomo quando sujeito a diferentes tipos de campo de bomba. Para que, basta realizar as reconstruções apresentadas anteriormente por segundos pulsos da bomba $E_{p2}(t)$ diferente. Assim, realizamos três reconstruções para um atraso τ de 6 ps, uma fase quadrática $\varphi^{(2)}$ de $-2,10 \text{ fs}^2$, dois pulsos do mesmo peso ($a_1 = a_2 = 1$) e com fases relativas da forma $\theta = \{\varphi^{(0)}, \varphi^{(0)} + \pi/2\}$. De uma reconstrução para outra, $\varphi^{(0)}$ foi aumentada em $2\pi/3$. As três amplitudes de probabilidades as reconstruções são mostradas na figura IV.33 em preto, vermelho e azul. As linhas pontilhadas de

FIG. IV.33 - Amplitudes de probabilidade reconstruídas para diferentes fases entre o primeiro e o segundo pulso da bomba. As fases são deslocados em $2\pi/3$ de um compasso para outro. Os dois impulsos da sequência são da mesma intensidade.

a cor indica três direções formando dois a dois ângulos de $2\pi/3$. Geralmente, as amplitudes reconstruídas mostram o comportamento esperado. Assim, encontramos o suficiente as diferenças de fase de $2\pi/3$ de uma amplitude para outra, mesmo se a amplitude em o azul se desvia um pouco da direção teórica.

IV.5.6 Mas cuidado com a quebra

O experimento anterior não teve sucesso na primeira vez. Nós temos em um primeira vez tentei o experimento com um primeiro impulso mais fraco: ($a_1 = 0,3$ e

Página 143

134

CAPÍTULO IV. CONTROLE CONSISTENTE EM RUBIDIUM

$a_2 = 1$). Os outros parâmetros permanecem inalterados. O segundo impulso é, portanto, cerca de 10 vezes mais intenso que o primeiro. As amplitudes reconstruídas são apresentadas na Figura IV.34. Apenas a espiral em vermelho parece reconstruída corretamente. Os dois

FIG. IV.34 - Amplitudes de probabilidade reconstruídas para diferentes mudanças de fase os sábios mudaram $2\pi / 3$ de uma reconstrução para outra. O segundo o pulso é cerca de 10 vezes mais intenso que o primeiro. A linha cinza indica a linha de degeneração das soluções.

outros ilustram os problemas de degeneração de soluções que aparecem durante a reconstrução geométrica (ver parte IV.5.1.3 página 119). Na verdade, quando a amplitude probabilidade de ser reconstruída cruza a linha (P_0, P_1), representada pela linha cinza no Figura IV.34, a reconstrução vai da solução física para a solução não física.

Para visualizar este fenômeno, podemos adicionar na mesma figura o segundo solução dada pela reconstrução geométrica. Isso é o que fizemos no figura IV.35 página oposta. Para cada mudança de fase ($0, 2\pi / 3$ e $4\pi / 3$), representamos as duas soluções dadas pela reconstrução geométrica na mesma cor. O partes que não têm um significado físico estão em linhas finas, as partes têm um significado físico

em negrito. A linha de degeneração (P_0, P_1) é plotada em cinza. Podemos ver isso se a amplitude de probabilidade não se cruza (P_0, P_1), que é o caso com a amplitude em vermelho, a solução física (linha vermelha em negrito) é claramente distinta da solução não física (linha vermelha fina). Por outro lado, nos outros dois casos em que a amplitude de probabilidade cruza (P_0, P_1), a solução física é distribuída pelas duas soluções dadas pela reconstrução geométrica.

FIG. IV.35 - As duas soluções dadas pela reconstrução geométrica para cada uma das três mudanças de fase são representadas na mesma cor. As linhas em negrito indicam a participação de cada solução que tem um significado físico.

Ser capaz de reconstruir corretamente as amplitudes de probabilidade representadas em azul e preto, teria sido necessário usar um ângulo α diferente de $\pi/2$ para a reconstrução geométrica. Na verdade, ao modificar este ângulo, mudamos a posição do ponto de referência P_1 e, portanto, a posição da linha de degeneração (ver figuras IV.22 página 122 e IV.24 página 124).

IV.6 Caracterização por transientes

É possível usar as reconstruções de amplitude de probabilidade, apresentadas na parte anterior, para caracterizar o campo da bomba. Por agora temos

comparou o pulso da sonda a um delta de Dirac. Sob esta aproximação, o reconstrução nos dão acesso a um $a_e(\tau)$ que está relacionado ao segundo pulso da bomba E_{p2} por uma integração simples (ver equação IV.5 página 97):

$$a_e(\tau) = - \frac{\mu_{eg}}{2ih} \int_{-\infty}^{\tau} E_{p2}(t) e^{i\omega_{io, \text{por exemplo}, t} \tau} dt \quad (t) \quad (IV.46)$$

por derivação simples, obtemos:

$$\frac{\partial a_e(\tau)}{\partial \tau} \propto E_{p2}(\tau) e^{i\omega_{io, \text{por exemplo}, \tau} \tau} \propto F^{-1}[\tilde{E}_{p2}(\omega + \omega_{\text{por exemplo}})] \quad (IV.47)$$

Página 145

136

CAPÍTULO IV. CONTROLE CONSISTENTE EM RUBIDIUM

Portanto, temos acesso ao segundo campo de bomba, espectralmente deslocado da pulsação transição da bomba $\omega_{\text{por exemplo}}$. Esta expressão muito simples ignora as propriedades do pulso da sonda.

Vamos detalhar aqui o sinal que podemos reconstruir levando em conta esta sonda. Para isso, retomaremos a técnica de reconstrução utilizando sequências de pulso de bomba, apresentadas anteriormente (parte IV.5.1.1 página 115), em o caso de uma sonda de duração finita. Em seguida, estudaremos as peculiaridades do sinal obtido por derivação. Por fim, apresentaremos algumas reconstruções experimentais e iremos estudar as possibilidades de utilização deste método, em particular em sistemas mais complexo do que os três níveis usados aqui.

IV.6.1 Sinal de reconstrução

Como acabamos de lembrar, o ponto de partida para reconstruções de funções As formas de onda atômicas da parte anterior supunham que a sonda era infinitamente curta. Nós então teve um sinal de sonda de bomba dado pela equação IV.27 na página 115, que lembramos aqui :

$$S_s(\tau) \propto P_e(\tau) = |a_e(\tau)|^2 \quad (IV.48)$$

A partir deste sinal, usando sequências de bomba do tipo $E_{p1}(t) + e^{i\omega_{io}} E_{p2}(t)$ (equação IV.43 página 124), e uma das diferentes técnicas de reconstrução, obtivemos a quantidade $a_e^*(\infty) a_e(\tau)$ (veja por exemplo a equação IV.36 na página 117).

Se levarmos a sonda em consideração, mostramos (equação IV.12 página 98) que o o sinal da sonda de bomba é escrito:

$$S(\tau) = |b_f(\tau)|^2 \quad (IV.49)$$

com a quantidade $b_f(\tau)$ definida como a correlação da amplitude de probabilidade $a_e(t)$ por o pulso da sonda, espectralmente alterado:

$$b_f(\tau) = - \frac{\mu_{fe}}{2ih} \int_{-\infty}^{\infty} dt \cdot E_s(t') e^{i\omega_{io, t'} \tau} a_e(t' + \tau) \quad (IV.50a)$$

$$b_f(\tau) = - \frac{\mu_{fe} \mu_{ex}}{4h} \int_{-\infty}^{\infty} dt \cdot E_s(t') e^{i\omega_{io, t'} \tau} \int_{-\infty}^{t'+\tau} dt E_p(t) e^{i\omega_{io, \text{por exemplo}, t} \tau} \quad (IV.50b)$$

Podemos então seguir o mesmo raciocínio com $b_f(\tau)$ como o que temos seguido por um $e(\tau)$. Na verdade, o raciocínio usado anteriormente é baseado apenas na linearidade de $a_e(\tau)$ com $E_p(t)$ e aqui, podemos ver claramente que $b_f(\tau)$ também tem uma dependência linear em relação ao campo da bomba.

O ponto de partida é, portanto, escrever a quantidade $b_f(\tau)$ associada a uma sequência de impulsos $E_{p1}(t) + e_{i0} E_{p2}(t)$ na forma

$$b_f(\tau) = b_{f1}(\tau) + e_{i0} b_{f2}(\tau) \tag{IV.51}$$

onde b_{f1} é a contribuição de E_{p1} e b_{f2} aquele de E_{p2} . As diferentes técnicas de reconstrução com 4, 3 ou 2 sequências de pulsos nos dá o sinal $G(\tau)$:

$$G(\tau) = b_f^* \otimes b_{f2}(\tau) \tag{IV.52}$$

IV.6. CARACTERIZAÇÃO POR TRANSIÇÃO

onde $b_{f1}(\infty)$ é o valor assintótico associado ao primeiro pulso. Isso vale a pena:

$$b_{f1}(\infty) = \frac{\pi \mu_{fe} \mu_{\text{por exemplo}}}{-2h_2} E_s(\omega_{fe}) \tilde{E}_{p1}(\omega_{\text{por exemplo}}) \tag{IV.53}$$

$G(\tau)$ é escrito como a correlação entre a sonda espectralmente deslocada de ω_{fe} e $a_{e2}(t)$:

$$G(\tau) \propto \int_{-\infty}^{\infty} dt E_s(t) e^{i\omega_{fe}t} a_{e2}(t + \tau) \tag{IV.54}$$

Para diferenciar $G(\tau)$, usamos a seguinte propriedade do produto de correlação:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\int f_1(y) f_2(x+y) dy \right] = \int f_1(y) f_2'(x+y) dy = - \int f_1'(y) f_2(x+y) dy \tag{IV.55}$$

Para que esta propriedade seja verificada, é suficiente que todas as integrais que aparecem são convergentes.

Este resultado nos permite escrever a derivada de $G(\tau)$, que denotaremos por $g(\tau)$, como o correlação da sonda pela derivada de um $e_2(\tau)$, a saber:

$$g(\tau) = \frac{\partial G(\tau)}{\partial \tau} \propto \int_{-\infty}^{\infty} dt E_s(t) e^{i\omega_{fe}t} a_{e2}'(t + \tau) \tag{IV.56a}$$

$$\propto \int_{-\infty}^{\infty} dt E_s(t) e^{i\omega_{fe}t} E_{p2}(t + \tau) e^{i\omega_{\text{por exemplo}}(t + \tau)} \tag{IV.56b}$$

Esta última forma mostra claramente o efeito da sonda no sinal reconstruído: $g(\tau)$ dá o produto de correlação entre o pulso da sonda e o pulso da bomba, deslocado espectralmente de ω_{fe} e $\omega_{\text{por exemplo}}$. No domínio espectral, levando em consideração as diferentes fatores multiplicativos deixados de lado, o sinal reconstruído é finalmente escrito:

$$\tilde{g}(\omega) = \sqrt{2\pi} \left| \frac{\pi \mu_{fe} \mu_{\text{por exemplo}}}{2h_2} \right| \left[\tilde{E}_s(\omega_{fe}) \tilde{E}_{p1}^* \right] (\omega_{\text{por exemplo}}) \tilde{E}_{p2}(\omega_{fe} - \omega) \tilde{E}_{\text{por exemplo}}(\omega) \tag{IV.57a}$$

$$\tilde{g}(\omega) \propto E_s(\omega_{fe} - \omega) \tilde{E}_{p2}(\omega \text{ por exemplo} + \omega) \quad (\text{IV.57b})$$

Portanto, temos acesso ao produto do espectro do segundo pulso da bomba, deslocado de ω , por exemplo, pelo espectro do pulso de sonda, deslocado por ω_{fe} e simetrizado (ou seja, a parte das frequências altas da sonda se multiplica na parte das frequências baixas da bomba). Esta expressão espectral merece vários comentários.

Em primeiro lugar, este método de caracterização aparece claramente como um em relação à referência: a bomba é medida em relação à sonda (ou vice-versa). Estes dois os campos desempenham papéis simétricos: o conhecimento de um permite caracterizar o outro. Por outro lado, eles podem estar em domínios espectrais muito diferentes, graças às duas décadas lages de ω_{fe} e ω , por exemplo, que os centram em uma frequência zero. Este recurso permite para sair do círculo vicioso das técnicas de referência usuais, onde os dois campos têm propriedades espectrais comparáveis. Nessas técnicas, de fato, é necessário ter um referência perfeitamente caracterizada que é espectralmente semelhante ao pulso desconhecido: obter a referência é, portanto, um problema do mesmo tipo que a caracterização direta do impulso desconhecido.

Então, a reconstrução do campo da bomba só pode ser feita se o sinal medido é diferente de zero. Para tanto, é necessário que $\tilde{E}_s(\omega_{fe} - \omega)$ e $\tilde{E}_{p2}(\omega \text{ por exemplo} + \omega)$ sobreposição. No entanto, esses dois campos estão centralizados nas frequências $\omega_{fe} - \omega_s$ e $\omega_p - \omega \text{ por exemplo}$. Para garantir a sua sobrepõem-se, portanto, é necessário que as divergências da bomba e do transições atômicas) são de sinais opostos e da mesma importância. É equivalente a certifique-se de que a transição de dois fótons (uma bomba e uma sonda) de $|g\rangle$ para $|f\rangle$ é ressonante.

O primeiro pulso curto $E_{p1}(t)$ intervém no sinal reconstruído apenas pelo multiplicando o fator $\tilde{E}_{p1}(\omega \text{ por exemplo})$. Portanto, não modifica a fase e a amplitude espectral relativo aos diferentes componentes do sinal. Além disso, este sinal será ainda mais intenso que a amplitude espectral em ω , por exemplo, deste primeiro pulso, será grande. Portanto, pode ser interessante ter um primeiro impulso $E_{p1}(t)$ intenso (enquanto permanece no domínio perturbação), para aumentar a quantidade de sinal. Encontramos a ideia de que este primeiro o impulso desempenha o papel de um oscilador local s .

Finalmente, para ser capaz de caracterizar o pulso da bomba $\tilde{E}_{p2}(\omega)$, não é necessário que a sonda é particularmente curta na frente do pulso da bomba. Na verdade, para reconstruir $\tilde{E}_{p2}(\omega)$, é suficiente ser capaz de deconvolver através da sonda; ou seja, no campo espectral, divida $\tilde{g}(\omega)$ por $\tilde{E}_s(\omega_{fe} - \omega)$. Isso, portanto, pressupõe o conhecimento prévio de a sonda (caracterização por referência). Também é necessário, para que o resultado desta divisão faz sentido se o espectro da sonda é de uma largura comparável ou maior que a do espectro da bomba. A duração da sondagem, portanto, não importa τ . O que importa, no entanto, é sua largura espectral $\Delta\omega$. Uma sonda com a mesma largura espectral da bomba é adequada perfeitamente.

Para reconstruir $\tilde{E}_{p2}(\omega)$ a partir de $\tilde{g}(\omega)$, proceda da seguinte forma. Em primeiro lugar, é necessário conhecer a sonda $\tilde{E}_s(\omega)$, bem como as pulsações ω_{eg} e ω_{fe} de

transições atômicas usadas. Assim, calcula-se o desvio e a sonda simetrizada $\tilde{E}_s(\omega) = E_s(\omega) + E_s^*(\omega)$. Em seguida, dividimos o sinal $\tilde{g}(\omega)$ por essa quantidade e deslocamos o todo por ω_p , por exemplo. O estágio de divisão deve obviamente ser realizada com cautela e evitará uma divisão muito brutal a favor de técnicas de deconvolução mais adequadas.

IV.6.2 Reconstruções experimentais

As reconstruções experimentais foram obtidas com o mesmo dispositivo que para reconstrução da função de onda atômica (ver figura IV.25 na página 125). Sinais os experimentos são de fato os mesmos, apenas o tratamento e a interpretação diferem.

IV.6.2.1 Primeira experiência

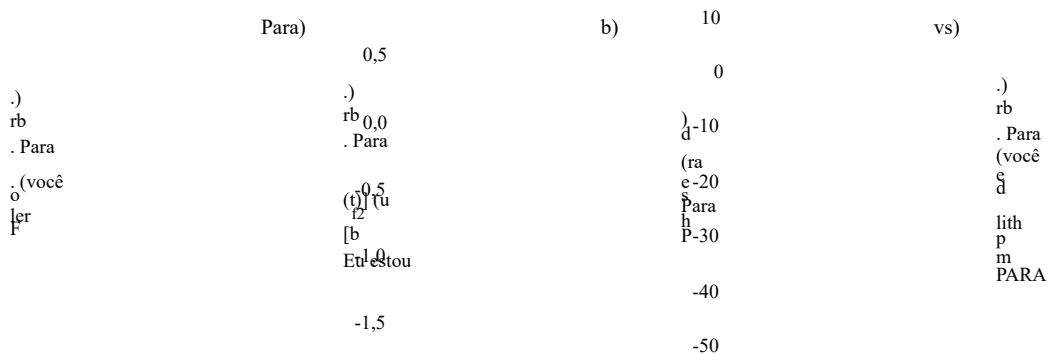
Primeiro, presumimos que a sonda foi limitada pela transformação de Fourier e procuramos caracterizar o segundo pulso $E_{p2}(t)$ da sequência pulsos da bomba. O atraso entre os dois pulsos da bomba é fixado em 6 ps e um

- 8 por meio de sua contribuição $b_{f1}(t)$.
- 9 desde que a sonda esteja perfeitamente caracterizada!
- 10 ou, o que dá no mesmo, sua duração equivalente limitada pela transformada de Fourier.

IV.6. CARACTERIZAÇÃO POR TRANSIÇÃO

fase quadrática de $\varphi^{(2)} = -2,10 \text{ fs}^2$ é aplicado ao segundo pulso. Como o pulsos usados pelo modelador para gerar a sequência da bomba são inicialmente perto do limite pela transformada de Fourier, esperamos encontrar em $E_{p2}(t)$ fase introduzida pelo modelador: a fase espectral quadrática $\varphi^{(2)} = \alpha_p (\omega - \omega_p)^2 / 2$ corresponde, no domínio temporal, em uma fase quadrática de sinal oposto $-\alpha_p t^2$, a ligação entre $\varphi_p^{(2)}$ e α_p dado pela equação IV.17b página 99. A reconstrução é apresentada em Figura IV.36, ele se divide em três estágios:

- a) Dois transientes para $\theta = 0$ e $\theta = \pi / 2$ são registrados.
- b) O sinal $b_{f2}(\tau)$ é encontrado por reconstrução geométrica.
- c) Por derivação e translação, o campo da bomba é reconstruído em fase (quadrado cinza) e em amplitude (linha cinza).



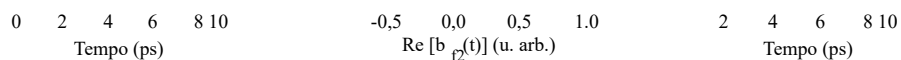


FIG. IV.36 - Reconstrução do campo elétrico: a) medição de transitórios para fases relativas de 0 (linha preta) e $\pi / 2$ (linha cinza) entre os dois pulsos da bomba. b) Amplitude de probabilidade reconstruída geometricamente. c) Campo de bomba em fase (quadrados cinza) e amplitude (linha cinza) obtidos por derivação e tradução. A fase encontrada está em perfeito acordo com aquele programado no shaper (linha preta).

A fase temporal assim medida está em perfeita concordância com a fase introduzida por o modelador (IV.36 c, linha preta).

Temos, portanto, um método, reconhecidamente um tanto complexo, que permite caracterizar organizar os impulsos dentro da própria célula de rubídio que usamos para o nosso experiências. Esta é uma característica importante desta técnica: permite uma medição in situ do campo elétrico, que é uma vantagem significativa para pulsos curtos. Na verdade, os últimos são particularmente sensíveis à dispersão não linear dentro das diferentes ópticas passadas, como quaisquer lentes ou janelas de células. Uma medição realizada a montante da célula ou em outro feixe pode, portanto, dar uma medição distorcida, uma vez que as ópticas passadas não o mesmo para o pulso medido e o pulso usado para o experimento.

IV.6.2.2 Caracterização de uma barra de vidro

Algumas ressalvas podem ser feitas em relação à medida anterior. Na verdade, nós encontrado usando transientes coerentes a fase que introduzimos para ser capaz de gerar esses mesmos transientes coerentes ... Talvez tenhamos andado em círculos.

A fim de garantir a validade de nossa técnica de caracterização, temos usado para medir uma fase independente do dispositivo de medição. Então nós temos caracterizou a fase espectral $\varphi_b(\omega)$ introduzida por uma barra de vidro. Para fazer isso, nós colocamos uma barra de vidro (6 cm de SF10 e 4 cm de SF58) a montante do moldador e comparou o campo obtido E_p $b_2(t)$ com aquele encontrado na ausência de uma barra (E_{p2} (t)). a O diagrama esquemático deste experimento é mostrado na Figura IV.37. No campo espectral, a diferença entre as duas reconstruções é apenas a fase $\varphi_b(\omega)$ introduzida por o bar. Esta fase pode ser facilmente calculada usando os coeficientes de Sellmeier e

Sistema de medição
modelador + sonda
+ Célula de rubídio

SF58

modelador + sonda
+ Célula de rubídio

FIG. IV.37 - Medição da dispersão introduzida por uma barra de vidro (SF10 + SF58). Por comparação entre duas medições, sem e com bar, encontramos a fase espectral $\varphi_b(\omega)$ introduzida pelo Barra.

portanto, representa uma referência segura.

Os resultados desta medição são apresentados na figura IV.38 da página seguinte. O a parte (a) apresenta as fases espectrais reconstruídas sem barras (linha preta) e com (linha cinza). Em ambos os casos, reconstruímos a fase do segundo pulso de a sequência gerada pelo modelador. Isso tem uma fase quadrática forte $\varphi^{(2)}$ introduzido pelo modelador, e observamos, para as duas reconstruções, uma fase principalmente quadrático. Na presença da barra, a fase reconstruída também contém a contribuição φ_b deste último. Observamos assim (linha cinza IV.38 (a)) uma parábola mais queimou apenas na ausência de uma barra.

Pela diferença entre as duas medidas, obtemos esta fase $\varphi_b(\omega)$. Isto é representado mostrado em quadrados cinza na Figura IV.38 (b). A fase teórica deduzida dos coeficientes de Sellmeier de SF10 e SF58 é desenhado em preto. A linha cinza indica a intensidade espectral reconstruído. Em todas as fases reconstruídas, removemos qualquer componentes lineares (que apenas refletem a existência de um atraso), a fim de observar o parte não linear que é a única que importa para nós aqui.

A fase medida está em bom acordo com a fase calculada pelos coeficientes de Sell meier em toda a faixa espectral onde a intensidade reconstruída é suficientemente alta.

Ω

FIG. IV.38 - Medição da fase introduzida por uma barra de vidro. (a) fases reconstruída com (linha cinza) e sem barra (linha preta). (b) fase devido à barra reconstruída (quadrados cinza) e teórica (linha preto) e amplitude espectral reconstruída (linha cinza).

Este teste simples mostra que a técnica de caracterização transiente coerente permite bem para caracterizar pulsos curtos.

IV.6.2.3 Limites da medição

Queremos discutir aqui dois pontos importantes para esta técnica de reconstrução: qual é a resolução que podemos esperar alcançar e qual é o interesse de fase quadrática $\phi^{(2)}$ introduzido pelo shaper?

A caracterização transitória mede principalmente os sinais sobre o átomo três níveis que interagem com a sequência de pulso da bomba e o pulso da bomba sonda. A resolução espectral desta medição será, portanto, limitada principalmente pelo larguras espectrais dos níveis usados. No nosso caso, devemos levar em consideração o tempo de vida do estado excitado τ_e e aquele do estado final τ_f (ambos maiores que o vinte ns), bem como as larguras Doppler das transições $|g\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ e $|e\rangle \leftrightarrow |f\rangle$ que denotaremos respectivamente Δ_{eg} e Δ_{fe} (cada um da ordem de 3 rad / ns). Como o densidade dentro da célula de rubídio é baixa, não levaremos em consideração o

efeitos de colisões que poderiam limitar o tempo de vida das coerências entre os diferentes níveis do nosso sistema.

No domínio espectral, nossa técnica dá acesso ao sinal $\tilde{g}(\omega)$ definido por equação IV.57 na página 137, e cuja expressão lembramos aqui:

$$\tilde{g}(\omega) \propto \tilde{E}_s(\omega - \omega_{fe}) \tilde{E}_{p2}(\omega \text{ por exemplo} + \omega) \quad (\text{IV.58})$$

Este sinal é, portanto, claramente dependente dos pulsos de transição ω_{fe} e ω , por exemplo.

Os tempos de vida finitos significam que esses pulsos não são definidos melhor do que τ_{e-1} e τ_{f-1} respectivamente.

Além disso, muitos átomos contribuem para este sinal, cada um tendo pulsos de transições deslocados pelo efeito Doppler. Larguras de Doppler Δ_{eg} e Δ_{fe} , portanto, também contribuem para a imprecisão sobre o valor de ω_{fe} e ω , por exemplo.

Sem fazer de extenso estudo teórico, vamos simplesmente assumir que essas contribuições se somam.

A imprecisão na pulsação do sinal $\tilde{g}(\omega)$ vale, portanto:

$$\delta\omega = \tau_{-1e} + \tau_{-1} + \Delta_{\text{por exemplo}} + \Delta_{fe} \propto 7 \text{ rad / ns} \tag{IV.59}$$

É esta imprecisão que dá o limite de resolução espectral que se pode obter com esta técnica. Para efeito de comparação, nosso espectrômetro tem uma resolução de 0,1 nm a 800 nm, o que corresponde a uma resolução em pulsação de 300 rad / ns, ou seja, uma resolução 40 vezes menos boa do que a nossa técnica. Caracterização por transientes coerentes, portanto, aproveitam ao máximo a sutileza dos diferentes níveis usados. Se pudéssemos eliminar o aumento Doppler ω , poderíamos obter um resolução melhorada por um fator de dez.

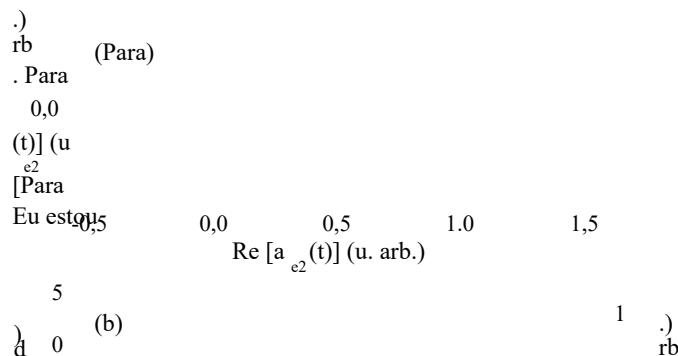
Quanto ao papel da fase quadrática, a resposta é mais mista.

Historicamente, estávamos primeiro interessados na evolução da amplitude de probabilidade no estado excitado durante sua interação com um forte pulso de deriva frequência. Quando derivamos desta medição uma técnica para caracterizar campo, nós o aplicamos a sinais já existentes. Portanto, caracterizamos em primeiro, pulsos com uma fase quadrática forte. No entanto, o interesse desta fase quadrática, adicionada pelo modelador, não parece óbvia. Vamos-particularmente verdadeiro para a medição da fase introduzida por uma barra de vidro apresentada na parte anterior. É necessário adicionar esta fase quadrática para melhor em seguida, cortá-lo?

Inicialmente pensamos que o ϕ ⁽²⁾ adicionado pelo modelador permitido melhor resistência ao ruído. Na verdade, um impulso limitado pela transformada de Fourier (ou quase) dá transientes muito curtos na forma de caminhada abrupta enquanto em adicionando uma fase quadrática forte, obtém-se transientes oscilantes, espalhando-se um amplo intervalo de tempo que parece mais fácil de observar na presença de ruído.

No entanto, simulações recentes parecem mostrar que a adição de ϕ ⁽²⁾ não muda não a qualidade do campo reconstruído para um determinado nível de ruído. Figura IV.39 página seguinte mostra assim a reconstrução simulada da amplitude de probabilidade $a_{e2}(t)$ (IV.39 (a) linha preta) e o campo espectral $\tilde{E}_{p2}(\omega)$ (IV.39 (b) linha cinza para amplitude, quadrados cinza para a fase) para uma fase adicionada pelo formador de ϕ ⁽²⁾ $\tau_p = 2,10 \text{ fs}^2$. Para isso se-

¹¹ Com átomos resfriados, por exemplo.



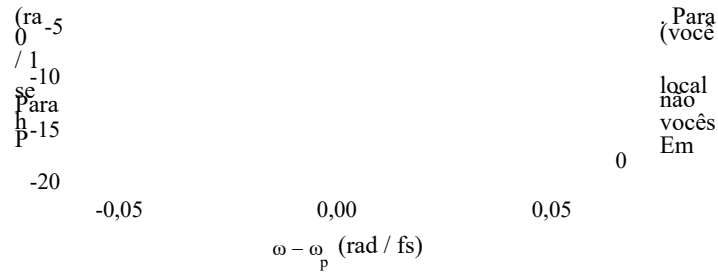


FIG. IV.39 - Simulação de reconstrução para $\phi_p^{(2)} = 2,10 \text{ fs}^2$. (a) amplitude de probabilidade reconstruída a $e_2(t)$ (linha preta). (b) fase (quadrados cinza) e intensidade (linha cinza) reconstruída para $\tilde{E}_{p2}(\omega)$, a linha preto correspondendo a um ajuste de fase polinomial.

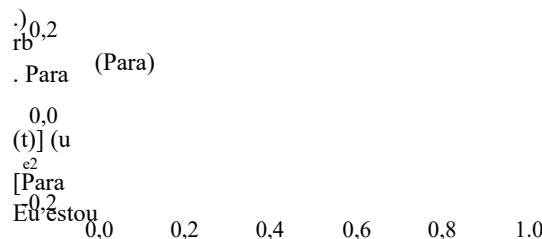
mulação, a sonda é considerada limitada pela transformada de Fourier, centrada em 607 nm com Espectro de 15 nm¹². O pulso da bomba está centrado em 795 nm com 10 nm de espectro. Na entrada do formador, ele possui uma fase quadrática $\phi_{eu} = 5000 \text{ fs}^2$ e um fase cúbica $\phi_{eu}^{(3)} = 2,10 \text{ fs}^3$. A partir deste pulso de bomba, as duas sequências pulsos de bomba $E_{p1}(t) + \exp(i\theta) E_{p2}(t)$ para $\theta = \{0, \pi / 2\}$ são calculados, bem como os transientes correspondentes. 1% de ruído proporcional é adicionado a esses transientes então para $e_2(t)$ e $\tilde{E}_{p2}(\omega)$ são reconstruídos¹³.

O ajuste polinomial da fase reconstruída (IV.39 (b) linha preta) dá uma fase quadrática total de $\phi_t^{(2)} = -194909 \text{ fs}^2 \pm 252 \text{ fs}^2$ e uma fase cúbica de $\phi_t^{(3)} = -230270 \text{ fs}^3 \pm 32700 \text{ fs}^3$. Subtraindo a fase quadrática $\phi_{eu}^{(2)}$ devido ao modo-
neur, obtemos uma medição bastante precisa da fase inicial do pulso da bomba ($\phi_{eu}^{(2)} = -5091 \text{ fs}^2 \pm 252 \text{ fs}^2$ e $\phi_{eu}^{(3)} = -230270 \text{ fs}^3 \pm 32700 \text{ fs}^3$).

Para efeito de comparação, fizemos a mesma simulação novamente, mas sem adicionar uma fase quadrático: $\phi_{eu}^{(2)} = 0 \text{ fs}^2$. A Figura IV.40 na próxima página mostra a amplitude de probabilidade a $e_2(t)$ (IV.40 (a) linha preta) e o campo espectral $\tilde{E}_{p2}(\omega)$ (IV.40 (b) linha cinza para a amplitude, quadrados cinza para a fase) obtidos neste caso. A qualidade da medição é muito semelhante ao da simulação anterior: o ajuste polinomial (IV.40 (b) linha preta) dá

¹² Largura a meia altura em intensidade.

¹³ Usando a técnica de três transientes coerentes.



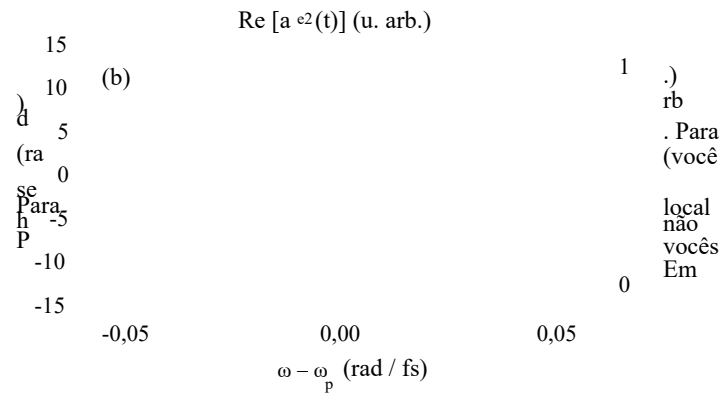


FIG. IV.40 - Simulação de reconstrução para $\varphi_p^{(2)} = 0 \text{ fs}^2$. (a) amplitude de probabilidade reconstruída a $e_2(t)$ (linha preta). (b) fase (quadrados cinza) e intensidade (linha cinza) reconstruída para $E_{p2}(\omega)$, a linha preta correspondendo a um ajuste de fase polinomial.

uma fase quadrática total de $\varphi^{(2)}_t = 5093 \text{ fs}^2 \pm 65 \text{ fs}^2$ e uma fase cúbica de $\varphi^{(3)}_t = -209270 \text{ fs}^3 \pm 14500 \text{ fs}^3$.

Outras simulações foram realizadas para os níveis de ruído diferentes (entre 10^{-6} e 10^{-2}) e várias fases iniciais para o pulso da bomba. Sem surpresa, o sinal reconstruído degrada à medida que o ruído aumenta. No entanto, tudo permanece fato utilizável para níveis de ruído alcançáveis experimentalmente. Por um nível de ruído razoável, e com parâmetros de reconstrução fixos, reconstruímos com nessas simulações todos os tipos de pulsos: limitado pela transformada de Fourier, fortemente esticado, ou com um orifício espectral muito estreito (0,1 nm), ...

Em conclusão sobre este ponto particular, podemos dizer que a fase quadrática adicionada pelo formador não modifica de forma alguma a relevância da medição. Nossa técnica parece funcionar muito bem para pulsos limitados pela transformada de Fourier e experimentos estão em estudo. O único interesse desta forte fase quadrática era mostrar experimentalmente que nossa técnica funciona muito bem para impulsos fortemente alongadas, que geralmente são difíceis de caracterizar. Além disso, não há parâmetro a ser alterado ao mudar de um pulso curto para um pulso alongado: para intensidade espectral fixa, o nível do sinal é o mesmo e os mesmos parâmetros podem ser usado. Em particular, o intervalo temporal ΔT no qual se reconstrói o campo não deve ser ditado apenas pela duração do pulso a ser caracterizado, mas também pela

resolução espectral $\delta\omega = 2\pi / \Delta T$ que queremos alcançar.

Os resultados apresentados aqui mostram que com um sistema de três níveis, é possível para caracterizar pulsos ultracurtos. No entanto, o átomo de rubídio usado tem vários estados finais que irão contribuir para a fluorescência medida (consulte a figura IV.3 na página 103). Nossa técnica permanece válida quando há vários estados finais?

Outro caso muito interessante é o caso de um continuum de estados finais. Isso corresponde por exemplo, para um pulso de sonda que ioniza o sistema estudado. Nisso a caracterização da situação é sempre possível e sempre se tem um papel simétrico de a bomba e a sonda? Propomos aqui responder em parte a essas questões.

IV.6.3.1 Vários níveis finais

Tomamos novamente aqui a aproximação perturbativa e sempre usamos uma sequência de impulsos da bomba, mas assume-se que vários estados finais $|n\rangle$ podem contribuir para o fluorescência. Denotamos por $P_n(\infty, \tau)$ a população assintótica nestes estados para um atraso sonda da bomba τ fornecida. Como definimos $b_f(\tau)$ para o estado $|f\rangle$ (ver equação IV.12 página 98), apresentamos:

$$b_n(\tau) = - \frac{\mu_{\text{fazer}}}{2i\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dt' E_s(t') e^{i\omega_{ne}t'} a_e(t'+\tau) \quad (\text{IV.60a})$$

$$b_n(\tau) = - \frac{\mu_{ne} \mu_{\text{ex.}}}{4\hbar^2} \int_{-\infty}^{\infty} dt' E_s(t') e^{i\omega_{ne}t'} \int_{-\infty}^{t'+\tau} dt E_p(t) e^{-i\omega_{ne}t} \quad (\text{IV.60b})$$

onde μ_{ne} é o momento de dipolo da transição $|e\rangle \leftrightarrow |n\rangle$. Também notamos ω_{ne} as pulsações das transições $|e\rangle \leftrightarrow |n\rangle$. Fluorescência agora é escrita como a soma inconsistente contribuições de diferentes estados. Supondo que todos contribuam de alguma forma equivalente ¹⁴, podemos escrever para um atraso suficientemente grande τ :

$$S_\theta(\tau) \propto \sum_n P_n(\tau) \propto \sum_n |b_{n1}(\infty) + b_{n2}(\tau) \exp[i\theta]|^2 \quad (\text{IV.61})$$

onde introduzimos as notações $b_{n1}(\tau)$ e $b_{n2}(\tau)$ que são as respectivas contribuições de $E_{p1}(t)$ e $E_{p2}(t)$.

A reconstrução geométrica não parece ser claramente viável nesta expressão. São porque não podemos mais simplesmente identificar essa soma ao quadrado de uma distância. Nós pode, por outro lado, sempre usar a reconstrução usando quatro transientes, dados em equação IV.36 na página 117, para reconstruir o sinal $G(\tau)$:

$$G(\tau) = \frac{[S_0(\tau) - S_\pi(\tau)]}{2} + i \left[\frac{S_{-\pi/2}(\tau) - S_{\pi/2}(\tau)}{2} \right] \propto \sum_n b_{n1}^*(\infty) b_{n2}(\tau) \quad (\text{IV.62})$$

¹⁴ Este é mais ou menos o caso no rubídio: o produto do momento de dipolo μ_{ne} e a probabilidade de fluorescência dá a mesma ordem de magnitude para os estados envolvidos.

Podemos então derivar essa quantidade em relação a τ :

$$g(\tau) = \frac{\partial G(\tau)}{\partial \tau} \propto \sum_n b_n^* \int_{-\infty}^{\infty} dt E_s(t) e^{i\omega_{ne} t} E_{p2}(t + \tau) e^{i\omega, \text{ por exemplo } (t + \tau)} \quad (\text{IV.63a})$$

Este resultado é muito próximo ao obtido para um único estado final (dado pela equação IV.56 página 137): obtemos uma soma das convoluções do campo da bomba com o campo de prova com deslocamentos espectrais dependendo das pulsações ω_{ne} . Qualquer que seja em si, esse resultado pode sempre ser na forma de convolução de uma função resposta $h(t)$ pelo segundo campo de bomba $E_{p2}(t)$, espectralmente desviada por ω , por exemplo.

$$g(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t) E_{p2}(t + \tau) e^{i\omega, \text{ por exemplo } (t + \tau)} dt \quad (\text{IV.64})$$

Esta função de resposta depende de forma complexa da sonda $E_s(t)$ e dos diferentes estados final:

$$h(t) \propto \sum_n b_n^* \int_{-\infty}^{\infty} E_s(t) e^{i\omega_{ne} t} dt \quad (\text{IV.65})$$

No domínio espectral, temos, portanto, acesso à quantidade:

$$\tilde{g}(\omega) \propto \tilde{h}(-\omega) \tilde{E}_{p2}(\omega \text{ por exemplo } + \omega) \quad (\text{IV.66})$$

onde $\tilde{h}(\omega)$ é a transformada de Fourier de $h(t)$. As funções desempenhadas pela sonda e pela bomba são então agora claramente assimétrico. É sempre possível medir o segundo pulso da bomba $\tilde{E}_{p2}(\omega)$ com a condição de saber perfeitamente $\tilde{h}(\omega)$. Por isso ele é necessário conhecer $\tilde{E}_s(\omega)$ assim como todos os momentos dipolares μ_{ne} e todas as pulsações de transições ω_{ne} . As restrições em $\tilde{h}(-\omega)$ para que a reconstrução seja válida são aquelas indicado para $\tilde{E}_s(\omega)$ no caso de apenas um nível final (ver parte IV.6.1, página 137). Por outro lado, não parece possível reconstruir a sonda sabendo $\tilde{E}_{p2}(\omega)$.

IV.6.3.2 Contínuo de estados finais

Adotamos exatamente a mesma abordagem de alguns estados finais, substituindo colocar a soma discreta por uma integral em todas as pulsações possíveis para o estados finais. Isso equivale a considerar uma ionização longe do limite em um contínuo plano. Cálculos simples permitem obter a quantidade:

$$g(\tau) \propto \int_{-\infty}^{\infty} dt |E_s(t)|^2 E_{p2}(t + \tau) e^{i\omega, \text{ por exemplo } (t + \tau)} \quad (\text{IV.67})$$

Portanto, temos acesso à convolução do perfil de intensidade do pulso de sonda pelo campo de bomba. Mais uma vez, os papéis são claramente assimétricos. Desta vez por contras, a situação é bastante favorável. Na verdade, para conhecer a bomba, não é mais necessário ter uma caracterização completa da sonda: seu perfil de intensidade é suficiente. Isso pode ser interessante para uma sonda no XUV onde existem alguns métodos de correlações de intensidade, mas nenhum método de caracterização completo.

Se tivermos uma maneira de resolver os elementos resultantes da ionização em energia (fotoelétron ou espectrômetro de fotoion), podemos reduzir a um sistema com três níveis. Na verdade, a etapa de ionização resolvida por energia desempenha o papel de um terceiro nível ligado tendo uma largura espectral dada pela resolução do espectrômetro usado.

Portanto, pode ser possível estender esta técnica em UV e XUV, que é particularmente interessante, dadas as poucas técnicas de caracterização em essas faixas espectrais. Experimentos estão em estudo.

IV.6.4 Conclusão

A medição completa de pulsos por transientes coerentes tem características carrapatos bastante atípicos. É antes de tudo uma medição de referência, mas com um referência que pode estar em um domínio espectral totalmente diferente daquele do pulso seção desconhecida. Isso é muito interessante porque a caracterização dos pulsos de femtossegundo não apresenta a mesma dificuldade em diferentes domínios espectrais. Podemos então imaginar usar uma referência em um campo onde a caracterização é facilmente feita (o infravermelho, por exemplo) e um campo a ser caracterizado em um domínio mais problemático como XUV [129, 63, 130, 131].

Esta técnica se adapta muito bem a pulsos fortemente moldados, como vimos isso com a reconstrução de pulsos com desvio de alta frequência. Claro que ela também funciona para pulsos próximos ao limite da transformada de Fourier. Milho muitas vezes, existem outras técnicas eficientes para este tipo de impulsos que têm a vantagem de ser auto-referenciado: FROG [65, 132, 133], SPIDER [68] e seus derivados [66, 134, 64], [135, 112, 74, 73, 72, 136, 137]. Por outro lado, essas técnicas não se prestam muito bem para a caracterização de pulsos fortemente moldados. Na verdade, para este tipo de impulsos, As medições FROG requerem traços 2D com um grande número de pontos de tempo e espectral. Isso torna a reconstrução iterativa muito lenta e difícil. No caso de SPIDER, pode ser difícil encontrar um compromisso aceitável entre a quantidade do sinal e resolução espectral.

Outra dificuldade das técnicas usuais é a caracterização do impulso. sões compostas por várias "peças" claramente separadas (no domínio temporal ou espectral) como, por exemplo, uma sequência de vários pulsos. É então difícil ligar as fases reconstruídas em cada uma das peças. Nós temos observaram que a reconstrução por transientes coerentes é particularmente eficaz nessas situações ¹⁵.

Último interesse desta técnica, permite uma caracterização in situ dos impulsos. femtossegundos: caracterizamos nossos impulsos dentro do próprio coração do rubídio que usamos para nossos experimentos de controle consistentes.

¹⁵ Isso parece ser devido ao sinal experimental que é aproximadamente a integral do campo de caracteres. terize: mesmo se este último for cancelado, o sinal experimental não é cancelado e a fase reconstruída se mantém uma direção.

CONCLUSÃO

Durante esta tese, primeiro desenvolvemos diferentes tipos de shapers para pulsos de femtossegundo. Em seguida, os usamos para controlar coerente um sistema atômico simples. Esses experimentos de controle coerente permitiram para observar a evolução de uma função de onda atômica na escala do femtossegundo. A técnica de caracterização completa dos pulsos ultracurtos foi derivada dessas observações.

O primeiro dispositivo que projetei usa uma máscara espacial de cristal líquido (LC-SLM) colocado dentro de uma linha de dispersão zero. Permite a formação de pulsos a 800 nm, com uma duração inicial de 130 fs para uma energia de várias centenas de μJ . O seu espectro do pulso incidente ao nível da máscara espacial torna possível o uso o último como filtro espectral. A fim de obter controle completo sobre a forma do pulsos de saída, a fase e a amplitude dos componentes espectrais transmitidos podem ser ajustado de forma independente. Para isso, duas máscaras independentes de alta resolução, não verificar se a fase foi associada. Esta solução original garante uma resolução em fase e amplitude incomparáveis. Permite a realização de impulsos aos perfis tempos muito complexos abrangendo várias dezenas de picossegundos. Essas capacidades de formatação foram exploradas em vários experimentos de controle coerente de esta tese. Um estudo das limitações deste shaper, em particular os efeitos da pixelização e acoplamento espaço-temporal. Soluções diferentes para compensar um algumas dessas falhas foram propostas e implementadas.

Um segundo dispositivo mais simples foi construído no Instituto STEACIE com o objetivo de para realizar experimentos de controle ideais. Para esses mesmos experimentos, duas compressas sores com prismas e espelhos deformáveis foram desenvolvidos para serem capazes de otimizar o pulsos visíveis sintonizáveis. Vários problemas técnicos atrasaram esses experimentos, eles estão finalmente programados para este verão.

Finalmente, um AOPDF operando no visível foi estudado e otimizado para o compressão e modelagem de pulso de NOPA. A possibilidade de recomprimir a saída de um NOPA em toda a faixa visível sem qualquer realinhamento foi demonstrada. Também provamos que, além da compressão, o AOPDF tem formatação bastante interessante, mantendo um alto rendimento. Este tipo de compressor-shaper deve em breve tornar possível simplificar muito o anterior Controle coerente ou experiências de controle ideais na faixa visível.

Durante a fabricação, estudo ou uso desses diferentes shapers, nós nos deparamos com o problema de caracterizar fortemente os pulsos em forma. Na verdade, as muitas técnicas de caracterização completa ou parcial que existem não são muito adequados. A maioria dessas técnicas encontra seu origens na corrida por pulsos curtos que grassou durante os últimos três décadas. A atenção foi, portanto, focada na medição precisa da fase espectral residual. que aumenta a duração dos pulsos. No caso de pulsos de forma forte, o problema é bem diferente: um está interessado em fases muito grandes, possivelmente apresentando

variações muito repentinas. Além disso, a amplitude espectral também é muito torturada e pode, por exemplo, ter grandes orifícios.

Uma primeira técnica simples que pensamos é a especificação trale. Ao enviar dois pulsos deslocados no tempo para um espectrômetro, um tomada na entrada da moldadora, a outra na saída, é possível caracterizar completamente a ação do modelador (isto é, obter sua função de transferência). A ideia é use o pulso não formatado como uma referência para medir as mudanças experimentado pelo impulso de modelagem. Infelizmente, essa técnica requer precisão. pressão interferométrica no tempo entre os dois pulsos, o que é muito difícil de entre em prática. Na verdade, o modelador de alta resolução introduz um caminho óptico de mais de 5 metros. Para ser capaz de recombinar os dois pulsos no espectrômetro, um caminho equivalente deve ser introduzido no caminho do pulso obtido na entrada. Nós então termina com um interferômetro com dois braços extremamente grandes e acontece muito complicado obter a precisão no atraso devido em particular a calados e vibrações. O AOPDF, por sua vez, introduz flutuações no tempo de saída de modelagem de pulso, o que torna a precisão interferométrica impossível. Isso existe no entanto, AOPDFs sem jitter que tornam possível limitar fortemente essas flutuações e alcançar a precisão desejada. Infelizmente, os protótipos que usamos não propôs esta estabilização.

Diante da impossibilidade de usar uma referência, tentamos referenciado como ARANHA ou SAPO. No entanto, essas duas técnicas apresentam muitas vezes resoluções espectrais baixas (da ordem de nm) em comparação com a do neurs (0,06 nm para o modelador de alta resolução). Embora nada seja fundamental em estas técnicas não impedem uma melhoria na sua resolução, na implementação prática é complexo e caro. Na verdade, em ambos os casos, é necessário ter alta resolução, relativamente caro. Para o FROG, a quantidade de dados a serem processados para caracterizar adequadamente um impulso de alta complexidade pode acabar sendo redhibitory. Para o SPIDER, encontrar um meio-termo entre a resolução e a quantidade do sinal é problema. Diferentes variantes do SPIDER resolvem esse problema, mas sua implementação não é fácil.

Finalmente, essas duas técnicas não se adaptam muito bem a um buraco espectral: no nível de um buraco, perdemos (parcial ou totalmente) as informações sobre a fase relativa entre as duas peças localizadas em cada lado dela. Isso pode ser um problema para o caracterização de sequências de pulso cuja geração requer fortes modulações no domínio espectral.

Por fim, usamos com mais frequência técnicas de caracterização incompleto, como correlações cruzadas, ou indireto, por meio da resposta de um sistema simples com pulsos a serem caracterizados.

Assim, usamos o átomo de rubídio como uma sonda para observar o Mudanças introduzidas por nosso shaper de alta resolução em pulsos de 800 nm. Para fazer isso, estimulamos de forma ressonante uma transição de dois níveis usando modelagem de pulso de baixa intensidade e comportamento transiente observado da população transferida. Esta observação é feita usando um segundo pulso

(visível) mudança de tempo (técnica de bomba-sonda). Esses transientes coerentes têm se mostrado extremamente sensíveis às mudanças na formação do pulso. Elas permitiram o desenvolvimento de uma técnica de calibração muito precisa para fabricantes alta resolução.

Posteriormente, exploramos as capacidades de nosso shaper para desenvolver uma técnica de medição de função de onda atômica. Isso permite acompanhar a evolução transiente da função de onda atômica no nível excitado durante a interação com um determinado impulso. Esta técnica aproveita a linearidade no regime perturbativo de a resposta atômica com o impulso excitatório. Para reconstruir o efeito na função onda atômica de um determinado pulso, é precedida por outro pulso. Nós assim, registra vários transientes coerentes, obtidos para diferentes fases relativas entre os dois pulsos. Ao combinar essas gravações, é possível reconstruir a amplitude de probabilidade no estado excitado devido ao primeiro pulso. Então nós temos observaram a evolução da função de onda atômica quando o átomo é submetido a diferentes anuidades formas de impulsos. Embora esta medida tenha algumas semelhanças e compartilhamentos técnicas de medição com tomografia quântica ou experimentos de holografia quantum, dá acesso a informações um tanto diferentes. Na verdade, esses dois técnicas são usadas para medir a evolução livre de um pacote de ondas composto por vários seus níveis. Aqui observamos a evolução forçada, sob a influência do impulso posto na forma, a amplitude de probabilidade em um único nível atômico. Parece entretanto possível estender esta técnica a uma superposição de níveis, inspirando-se no que é feito em holografia quântica. Poderíamos, assim, conseguir uma nova reconstrução da evolução dos graus internos de liberdade do átomo durante sua interação com um modelagem de pulso.

Finalmente, derivamos desta medição da função de onda atômica uma técnica caracterização de pulso. Para isso usamos o simples link de integração que existe em um regime de perturbação entre o pulso excitatório e a amplitude de probabilidade transferida. Derivando a amplitude de probabilidade medida, é possível encontrar o pulso. Esta técnica de medição é na verdade um método de referência: o pulso visível usado sondar o átomo também contribui para o sinal atômico. Portanto, temos de uma técnica que permite a caracterização de um impulso de infravermelho utilizando um referência visível (ou vice-versa). A pertença dos dois impulsos a domínios diferenças espectrais são uma verdadeira originalidade para uma técnica de referência. Outro por-peculiaridade do método, parece facilmente transferível para outros comprimentos de onda. Basta encontrar um sistema de três níveis em que as duas transições sucessivas estão nas faixas espectrais desejadas para o pulso da bomba e o pulso da sonda. Nós poderia, assim, aproveitar essas duas particularidades para realizar a caracterização de um momento em uma faixa espectral onde técnicas de caracterização completas são difícil (por exemplo em XUV ou infravermelho médio) usando uma referência apropriada levando em consideração uma faixa espectral menos problemática (como infravermelho próximo, em torno de

Além disso, este método de caracterização parece bastante adequado para a caracterização.

Página 161

152

CONCLUSÃO

Pulsação fortemente moldada por dois motivos. Em primeiro lugar, ela é capaz de reconstruir corretamente a fase em ambos os lados de um buraco, amplificando estudo, seja no domínio espectral ou no domínio do tempo. Isso certamente está relacionado a o uso de um sinal atômico expresso como a integral do campo elétrico. Em-segunda, os mesmos parâmetros de aquisição e reconstrução podem ser usados para pulsos muito diferentes: para uma determinada intensidade espectral, a quantidade de sinal é o mesmo para um pulso limitado pela transformada de Fourier ou um muito fortemente esticado. Esta robustez ao formato do pulso é bastante incomum e bastante interessante para a caracterização de shapers.

Outra vantagem dessa técnica é o fato da caracterização ser feita *in loco*, e que, portanto, medimos o impulso que interage com o sistema estudado. Finalmente, ele parece possível estender esta técnica de caracterização no caso da etapa da bomba ioniza o sistema, ou seja, o caso em que o nível final é um contínuo em vez de um estado limite. Isso talvez pudesse permitir o uso desta técnica para a caracterização *in situ* de pulsos XUV em sistemas moleculares.

Anexo A

AVALIAÇÕES DE EXPERIMENTOS

A.1 Transformada de Fourier

A.1.1 Definições

F denota a transformada direta de Fourier. Vamos denotar por $\tilde{E}(\omega)$ a transformada de Fourier direto de $E(t)$. Isso é definido por:

$$\tilde{E}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int e^{-i\omega t} E(t) dt = F[E(t)](\omega) \quad (\text{A.1})$$

A transformada inversa de Fourier é denotada por F^{-1} e definida por:

$$E(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int e^{i\omega t} \tilde{E}(\omega) d\omega = F^{-1}[\tilde{E}(\omega)](t) \quad (\text{A.2})$$

A.1.2 Propriedades e transformações de Fourier usuais

Um pico de Dirac temporal, centrado em t_0 tem para a transformada de Fourier:

$$F[\delta(t - t_0)](\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-i\omega t_0} \quad (\text{A.3})$$

Um pulso monocromático, centrado em ω_0 será escrito no domínio do tempo como:

$$F^{-1}[\delta(\omega - \omega_0)](t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-i\omega_0 t} \quad (\text{A.4})$$

Além disso, temos as seguintes relações entre o produto e o produto de convolução (observado):

$$F [fg] = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} F [f] * F [g] \quad (\text{A.5})$$

$$F [f * g] = \sqrt{2\pi} F [f]. F [g] \quad (\text{A.6})$$

Combinando esses diferentes resultados, obtemos a seguinte relação no domínio espectral para uma mudança de tempo de t_0 :

$$F [E (t - t_0)] (\omega) = F [E (t)] (\omega) e^{-i\omega t_0} \quad (\text{A.7})$$

A.2 Campo elétrico

A.2.1 Definições - Notações

Para agradar Schrödinger sem ofender a intuição, tomamos as seguintes notações ...

O campo elétrico é uma quantidade real, que denotaremos por $E (t)$ e que decompõe-se como:

$$E (t) = \frac{1}{2} [E (t) + E^* (t)] = \text{Re} [E (t)] \quad (\text{A.8})$$

$E (t)$ é o campo complexo correspondente à sua parte de frequência positiva, é colocado sob a forma :

$$E (t) = A (t) e^{-i\omega_0 t + i\phi (t)} \quad (\text{A.9})$$

onde ω_0 é a pulsação central do campo elétrico, $A (t)$ seu envelope e $\phi (t)$ sua fase temporal.

Denotamos por $\tilde{E} (\omega)$ a transformada direta de Fourier de $E (t)$, que decomponemos em amplitude e fase:

$$\tilde{E} (\omega) = A (\omega) e^{i\phi (\omega)} \quad (\text{A.10})$$

Tenha cuidado, não devemos ser enganados pelas notações tomadas nas equações A.9 e A.10: $A (t)$ e $A (\omega)$ não estão relacionados pela transformada de Fourier. Da mesma forma, $\phi (t)$ e $\phi (\omega)$ não tem um link direto. Essas notações apenas traduzem a separação usual em variando lentamente o envelope e a fase reais.

A.2.2 Duração - largura espectral

Os experimentadores sabem bem: medimos larguras apenas a meia altura (ou quase). Na maioria das vezes, mesmo, a largura é medida na metade da altura de uma intensidade. Ele é na verdade, muito raro conseguirmos medir uma meia largura a $1/e$ de relance em um sinal experimental ... É por isso que decidi escrever as fórmulas para este tese tão freqüentemente quanto possível usando largura a meia altura em intensidade. eu apresento aqui as notações que usei bem como o link com outras grandezas frequentemente utilizadas.

Tomamos o exemplo de um campo temporal de pulsação central ω_0 , tendo um fase temporal $\phi(t)$ zero e com envelope gaussiano.

Chamaremos duração e denotaremos Δt sua largura na altura média em intensidade:

$$E(t) = A(t) e^{-i\omega_0 t} \quad \text{com } A(t) = 4^{-\frac{t^2}{\Delta t^2}} = e^{-2 \ln(2) \frac{t^2}{\Delta t^2}} \quad (\text{A.11})$$

Isso está relacionado à meia largura em $1/e$, que denotaremos por T , por:

$$\Delta t = T\sqrt{2 \ln(2)}$$

No domínio espectral, este campo também é representado por um envelope gaussiano e uma fase espectral plana.

Página 164

A.2. CAMPO ELÉTRICO

155

Chamaremos a largura espectral deste campo, que denotaremos por $\Delta\omega$ a largura no meio altura em intensidade deste Gaussiano:

$$\tilde{E}(\omega) = A(\omega) = 4^{-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{\Delta\omega^2}} = e^{-2 \ln(2) \frac{(\omega - \omega_0)^2}{\Delta\omega^2}} \quad (\text{AT 12})$$

onde $\Delta\omega$ é a largura espectral na metade da altura da intensidade. Isso está relacionado à meia largura espectral em $1/e$, denotado Ω , por:

$$\Delta\omega = \Omega\sqrt{2 \ln(2)}$$

Assim definida, a largura espectral e a duração deste campo limitada pela transformada de Fourier estão ligados pela relação:

$$\Delta t \cdot \Delta\omega = 4 \ln(2)$$

Meias larguras em $1/e$ verificam:

$$T \cdot \Omega = 2$$

Anexo B

ACOPLAMENTO ESPACIOTEMPORAL

Este apêndice é um suplemento da parte II.9.3 na página 54. Não iremos detalhar aqui completamente os cálculos que permitem obter o campo de saída de acordo com o formatação programada. Estes foram detalhados em vários artigos, incluindo referências [86, 95]. Vamos nos contentar em fornecer os elementos essenciais do cálculo, a expressão do campo no plano de Fourier, bem como na saída do shaper. Nós vamos dar finalmente a expressão analítica do campo de saída no caso de uma fase linear e um fase quadrática.

B.1 Convenções e notações

O acoplamento espaço-temporal é devido à propagação das pulsações no plano da máscara (Plano de Fourier da linha 4f). A expressão completa do campo elétrico é importante para nós pouco. Do ponto de vista espacial, apenas a coordenada transversal horizontal x importa para nós. de acordo com o qual as pulsações são espalhadas dentro da linha. De acordo com a vertical y , há não tem alteração e vamos omitir esta coordenada. Estaremos, portanto, interessados em a expressão dos campos em função da coordenada transversal horizontal x e do tempo ou pulsação. Em todos os cálculos apresentados a seguir, omitiremos os diferentes

fatores multiplicativos que podem aparecer, a fim de tornar as equações mais leves.

B.1.1 Campos de entrada

Vamos assumir que o campo de entrada tem um perfil transversal gaussiano de largura a meia altura em intensidade Δx . Vamos assumir que as dependências espaciais e espectrais são fatoráveis ¹. Então, escrevemos no formulário:

$$E_E(\omega, x) = E_E(\omega) e^{-2 \ln(2) \left(\frac{x}{\Delta x}\right)^2} = E_E(\omega) 4^{-\left(\frac{x}{\Delta x}\right)^2} \quad (\text{B.1})$$

A pulsação ω é definida em relação à pulsação central ω_0 .

B.2 Campos no plano de Fourier

Para entender a ação da máscara espacial $M_X(X)$, devemos conhecer a expressão do campo elétrico no nível do plano de Fourier de nosso formador. Nós estamos indo para

¹ Isso quer dizer que não há acoplamento entre os dois: nem desvio de frequência espacial, nem aberração cromática ...

isso detalha a ação de uma rede e de um espelho cilíndrico. Ao combinar os dois, poderemos determinar o campo elétrico antes e depois da máscara programável.

B.2.0.1 Ação de uma rede

Estamos interessados na ação da rede de entrada em um campo $E_0(x_0, \omega)$ de pulsação central ω_0 . A Figura B.1 resume as diferentes notações. Logo após a rede o

FIG. B.1 - Espalhamento de um feixe por uma rede.

os campos tornam-se [138, 87]

$$E_1(\omega, x_1) = E_0(x_1/\beta, \omega) e^{ik\gamma\omega x_1} \quad (\text{B.2})$$

onde β é o fator de escala espacial da rede e γ sua dispersão angular e onde nós

defina $k = \omega / c$. c é a velocidade da luz. Os dois parâmetros de rede são escritos

$$\beta = \frac{\cos(\theta_d)}{\cos(\theta_i)} \quad (\text{B.3a})$$

$$\gamma = \frac{2\pi c}{d\omega_0 \cos(\theta_d)} \quad (\text{B.3b})$$

θ_i e θ_d sendo os ângulos de incidência e difração na grade e d o passo da grade.

Podemos, portanto, ver a ação da rede como a aplicação de um fator de escala $1/\beta$ no perfil espacial e a introdução de uma dispersão angular definida por γ . Na linha $4f$, γ está relacionado à dispersão linear no plano de Fourier α e ao comprimento focal f dos espelhos por: $\gamma = \alpha / f$ (ver equação II.21 página 44).

A ação da rede de saída é semelhante. No entanto, para compensar o efeito da rede entrada, seus parâmetros β' e γ' são iguais a:

$$\beta' = 1/\beta \quad (\text{B.4a})$$

$$\gamma' = -\beta\gamma \quad (\text{B.4b})$$

B.2.0.2 Ação de um espelho cilíndrico

Agora consideramos a ação de um espelho cilíndrico sobre um campo $E_1(x_1, \omega)$. A Figura B.2 na próxima página apresenta as notações no caso, mais simples de representar,

FIG. B.2 - Ação de uma lente em um feixe.

de uma lente. $E_1(x_1, \omega)$ sendo a expressão dos campos no plano focal do objeto do espelho de comprimento focal f , obtemos em seu plano focal de imagem um campo $E_2(x_2, \omega)$ dado por:

$$E_2(\omega, x_2) = \int e^{-i\frac{2\pi x_1 x_2}{f}} E_1(\omega, x_1) dx_1 \quad (\text{B.5})$$

A ação do espelho é, portanto, traduzida como uma transformada de Fourier de acordo com o dados transversais x : x_1 e x_2 são conjugados pela transformada de Fourier, com um fator de prados de escala.

B.2.0.3 Campo do plano de Fourier

Usando as equações B.2 na página oposta e B.5, encontramos para o campo de entrada no plano de Fourier, uma expressão simples:

$$E_{pf,E}(\omega, X) = E_E(\omega) e^{-2 \ln(2) \left(\frac{X - f\omega}{\Delta X} \right)^2} = E_E(\omega) 4 \cdot \left(\frac{X - f\omega}{\Delta X} \right)^2 \quad (B.6)$$

onde X é a posição transversal no plano de Fourier e ΔX é dada por:

$$\Delta X = \frac{2 \ln(2) \lambda_0 f}{\pi \beta \Delta x} = \frac{4 \ln(2) c f}{\beta \omega_0 \Delta x} \quad (B.7)$$

Assim, encontramos o campo espectral entrando na linha $E_E(\omega)$, multiplicado por um gaussiano. Este gaussiano traduz a propagação do espectro no plano de Fourier através de do termo $(X - f\omega)$ que acopla posição e pulsação. Além disso, corresponde ao perfil espacial que daria cada componente espectral tomado individualmente.

Após cruzar a máscara $M_X(X)$, este campo torna-se:

$$E_{pf,S}(\omega, X) = E_{pf,E} M_X(X) = E_E(\omega) M_X(X) 4 \cdot \left(\frac{X - f\omega}{\Delta X} \right)^2 \quad (B.8)$$

B.3 Campo de saída

O campo de saída é obtido pela propagação do campo dado na equação B.8 para na segunda metade da linha. Para isso, reutilizamos as equações B.2 e B.5, tomando mantenha que a rede de saída tem um efeito oposto ao da entrada (ver equação B.4 página oposta).

Os cálculos permitem, assim, colocar o campo de saída no formulário:

$$E_S(\omega, x) = E_E(\omega) \int e^{ikX} M_X(X + X_0) 4 \cdot \left(\frac{x - \Delta X}{\Delta X} \right)^2 dX \quad (B.9)$$

onde nós introduzimos

$$K(x) = \frac{\beta \omega_0 x}{c f} \quad (B.10)$$

e

$$X_0(\omega) = f\gamma\omega \quad (B.11)$$

K aparece como a variável conjugada da posição no plano de Fourier e X_0 como uma mudança no plano de Fourier. A Equação B.9 dá o campo de saída em função do espectro de entrada e da transformada de Fourier da máscara deslocada e multiplicada por um gaussiano.

Por razões que se tornarão óbvias mais tarde, não usaremos equação B.9 como está. Usaremos a relação de dispersão $X_0(\omega) = f\gamma\omega$ para faça as mudanças de variável:

$$\omega' = \frac{X}{f\gamma} \quad (\text{B.12a})$$

$$\Delta\omega' = \frac{\Delta X}{f\gamma} \quad (\text{B.12b})$$

Também definimos v , velocidade de acoplamento espaço-temporal:

$$v = \frac{vs}{\gamma\beta\omega_0} = -dc \frac{\cos(\theta_i)}{\lambda_0} \quad (\text{B.13})$$

Com essas mudanças, obtemos:

$$E_S(\omega, x) = E_E(\omega) \int e^{ix} \dots M_w(\omega' + \omega) 4^{-(\omega' - \Delta\omega')^2} d\omega' \quad (\text{B.14})$$

onde usamos a notação $M_w(\omega) = M_x(f\gamma\omega)$. Embora implícito, o Spatiotemporel aparece muito claramente nesta equação: a posição transversal é, com um fator $1/v$, a variável conjugada da pulsação. Além disso, esta equação permite calcular analiticamente o campo de saída para certas máscaras simples.

B.4 Filtragem espacial

Em muitos casos, não é possível obter uma forma simples para o campo de saída onde as variáveis espaciais e espectrais são separadas. Em seguida, usamos um forma aproximada através do desenvolvimento da equação II.33 página 55 nos diferentes hermito-Gaussianas [29] e mantendo apenas o modo Gaussiano. Esta aproximação é bastante justificado ao filtrar espacialmente a saída do shaper. A filtragem mais simples se resume a um diafragma de pequeno diâmetro, como é feito em nosso modelador (diafragma D0 na figura II.16 na página 31).

Sob essas condições, podemos escrever para o campo de saída, filtrado [86, 48, 95, 28]:

$$E_S(\omega, x) = E_E(\omega, x) \int M_w(\omega' + \omega) 4^{-(\omega' - \Delta\omega')^2} d\omega' \quad (\text{B.15})$$

onde vemos a função de transferência $H(\omega)$ do modelador que vale a pena:

$$H(\omega) = \int M_w(\omega' + \omega) 4^{-(\omega' - \Delta\omega')^2} d\omega' = \int M_w(\omega') 4^{-(\omega' - \omega - \Delta\omega')^2} d\omega' \quad (\text{B.16})$$

A máscara programada é, portanto, enrolada por um gaussiano de largura a meia altura em intensidade $\Delta\omega'$. Isso equivale a dizer que a formatação temporal correspondente a este máscara será multiplicada por um envelope gaussiano de largura a meia altura:

$$\Delta T = \frac{4 \ln(2)}{\Delta\omega'} = \frac{\Delta x}{v} \quad (\text{B.17})$$

$$\Delta\omega' \quad |v|$$

B.5 Exemplos

B.5.1 Caso de atraso

Para atrasar por um atraso τ o pulso que passa através do formador, a máscara deve introduzir derivar uma fase espectral linear da forma $\varphi(\omega) = -\omega\tau$. Isso corresponde a uma máscara:

$$M_w(\omega) = e^{-i\omega\tau} \quad (B.18)$$

Usamos as notações da parte anterior. O campo de saída é escrito como:

$$E_s(\omega, x) = e^{-i\omega\tau} E_E(\omega) 4 \cdot \left(\frac{x/v - \tau}{\Delta\tau} \right)^2 \quad (B.19)$$

que, levando em consideração a definição de $E_E(\omega, x)$, pode ser reescrito na forma.

$$E_s(\omega, x) = e^{-i\omega\tau} E_E(\omega) 4 \cdot \left(\frac{x - v\tau}{\Delta\tau} \right)^2 = e^{-i\omega\tau} E_E(\omega, x - v\tau) \quad (B.20)$$

Definindo $E_s(t, x)$ como a transformada inversa de Fourier de $E_s(\omega, x)$, podemos escrever este mesmo resultado na forma:

$$E_s(t, x) = E_E(t - \tau, x - v\tau) \quad (B.21)$$

Obtemos, assim, um campo deslocado temporalmente por τ , mas também deslocado espacialmente de $v\tau$.

Se aplicarmos uma filtragem espacial, obteremos

$$E_s(\omega, x) = 4 \cdot \left(\frac{x - v\tau}{\Delta\tau} \right)^2 e^{-i\omega\tau} E_E(\omega, x) \quad (B.22)$$

ou seja, a conformação desejada, mas com atenuação gaussiana.

B.5.2 Caso de uma fase quadrática

Para conseguir um desvio de frequência, a máscara deve introduzir uma fase quadrática em pulsação também

$$M_w(\omega) = e^{-i[1 - 2\varphi(\omega)]\omega\tau} \quad (B.23)$$

O campo de saída, dado pela equação B.14 na página 160, pode ser reescrito na forma

$$E_s(\omega, x) = E_E(\omega) \int e^{ix} \cdot e^{-i\omega\tau} e^{-i[1 - 2\varphi(\omega)]\omega\tau} e^{-i\varphi(\omega)\tau} 4 \cdot \left(\frac{x - v\tau}{\Delta\tau} \right)^2 d\omega' \quad (B.24)$$

perguntando :

$$\varphi^{(1)} = \varphi^{(2)} \omega \tag{B.25a}$$

$$\varphi^{(0)} = \frac{1}{2} \varphi^{(2)} (\omega)^2 \tag{B.25b}$$

Para a parte integral da equação B.24, temos, portanto:

$$I(\omega, x) = \int e^{ix} e^{-i[\frac{1}{2} \varphi^{(2)} (\omega')^2 + \varphi^{(1)} \omega' + \varphi^{(0)}]} 4^{-\frac{(\Delta x')^2}{2}} d\omega' \tag{B.26}$$

Vemos a transformada de Fourier de uma gaussiana espectral para a qual temos aplicado uma fase polinomial de ordem dois.

Esta integral é conhecida [55]: é semelhante à expressão temporal de um Pulso gaussiano tendo passado por uma fase polinomial. Ela quer :

$$I(\omega, x) = e^{i[\alpha (x/v - \varphi^{(1)})^2 - \varphi^{(0)} + \theta]} 4^{-\frac{(x/v - \varphi^{(1)})^2 \Delta x^2}{2}} \tag{B.27}$$

com

$$\Delta x^2_p = \left(\frac{4 \ln(2) \varphi^{(2)} v}{\Delta x} \right)^2 + \Delta x^2 \tag{B.28a}$$

$$\alpha = \frac{2\varphi^{(2)}}{(2\varphi^{(2)})^2 + \left(\frac{\Delta x^2}{2 \ln(2) v^2} \right)^2} \tag{B.28b}$$

$$\theta = -\arctan \left(\frac{4 \ln(2) \varphi^{(2)} v^2}{\Delta x^2} \right) \tag{B.28c}$$

$$\tag{B.28d}$$

Levando em consideração as definições da equação B.25, podemos escrever o campo de saída:

$$E_s(\omega, x) = e^{-i \frac{1}{2} \varphi^{(2)} \omega^2} E_E(\omega) e^{i[\alpha^2 (x - v\varphi^{(2)}\omega)^2 + \theta]} 4^{-\frac{(x - v\varphi^{(2)}\omega)^2}{2}} \tag{B.29}$$

Este formulário permite destacar as características do campo de saída. Nós primeiro de tudo encontra a fase espectral quadrática que queríamos aplicar o impulso. Em seguida, vemos claramente no perfil espacial um desvio de frequência espacial:

o perfil é alargado (Δx_p) e a direção aparente de propagação varia com a posição transversal.

Finalmente, a posição de intensidade máxima varia com a pulsação. O último característica é melhor compreendida lembrando que no domínio do tempo tudo acontece como se cada pulso ω sofresse um atraso $\tau = \varphi^{(2)} \omega$. Portanto, encontramos um acoplamento em $x - v\tau$ idêntico ao encontrado para uma fase espectral linear (ver equação B.21 na página 161).

Ao contrário do caso da fase linear, aqui é impossível separar a dependência

Bibliografia

- [1] DJ Tannor e SA Rice, "Controle da seletividade da reação química via controle de evolução do pacote de ondas ", Journal of Chemical Physics 83 (10), 5013–5018 (1985).

- [2] DJ Tannor e SA Rice, "Sequência de pulso coerente induzida controle de seletividade de reações: cálculos mecânicos quânticos exatos", *Journal of Chemical Physics* 85 (10), 5805–5820 (1986).
- [3] M. Shapiro e P. Brumer, "Coherent and incoherent laser control of photochemical reações." *International Reviews in Physical Chemistry* 13 (2), 187–229 (1994).
- [4] C. Chen, Y.-Y. Yin e D. Elliott, "Interference between Optical Transitions", *Physical Review Letters* 64, 507–10 (1990).
- [5] RJ Gordon e SA Rice, "Active control of the dynamics of atoms and moléculas", *Annual Review of Physical Chemistry* 48, 601–641 (1997).
- [6] RS Judson e H. Rabitz, "Teaching lasers to control molecule," *Physical Review Letters* 68 (10), 1500-3 (1992).
- [7] A. Assion, T. Baumert, M. Bergt, T. Brixner, B. Kiefer, V. Seyfried, M. Strehle, e G. Gerber, "Control of Chemical Reactions by Feedback-optimized Phase-shaped laser pulsado de femtossegundo", *Science* 282, 919 (1998).
- [8] C. Daniel, J. Full, L. González, C. Kaposta, M. Krenz, C. Lupulescu, J. Manz, S. Miinemoto, M. Oppel, P. Rosendo-Francisco, S. Vajda e L. Wöste, "Analysis and controle de processos de fragmentação induzidos por laser em CpMn (CO) 3," *Chemical Physics* 267 (1-3), 247-260 (2001).
- [9] RJ Levis, GM Menkir, e H. Rabitz, "Selective bond dissociação e Rearrangement with Optimally Tailored, Strong-Field Laser Pulses," *Science* 292 (5517), 709–713 (2001).
- [10] S. Zamith, T. Martchenko, Y. Ni, SA Aseyev, HG Muller e MJJ Vrakking, "Controle da produção de ions altamente carregados no cluster de laser de femtosegundo fragmentation," *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)* 70 (1), 011.201 (2004).
- [11] C. Rangan e PH Bucksbaum, "Pulsos de terahertz com formato ideal para a fase recuperação em um registro de dados Rydberg-atom," *Physical Review A* 64 (3), 033.417 / 1–5 (2001).
- [12] JL Herek, W. Wohlleben, RJ Cogdell, D. Zeidler e M. Motzkus, "Quantum controle do fluxo de energia na coleta de luz," *Nature* 417 (6888), 533 (2002).
- [13] R. Bartels, S. Backus, E. Zeek, L. Misoguti, G. Vdovin, I. Christov, MM Murnane, e C. Kapteyn, "Shaped-pulse optimization of coherent pulse of high-raios X suaves harmônicos", *Nature* 406, 164-166 (2000).
- [14] DH Reitze, S. Kazamias, F. Weihe, G. Mullot, D. Douillet, F. Auge, O. Albert, V. Rarnanathan, LP Chambaret, D. Hulin e P. Balcou, "Enhancement of geração de harmônicos de alta ordem em comprimentos de onda sintonizados por meio de controle adaptativo," *Optics Letters* 29 (1), 86–8 (2004).
- [15] D. Meshulach e Y. Silberberg, "Coherent Quantum Control of 2-Photon Transitions por um Laser-Pulse Femtosecond", *Nature* 396 (6708), 239-242 (1998).

- transições ressonantes induzidas naturalmente, "Physical Review Letters 88 (12), 123.004-1-4 (2002).
- [17] S. Zamith, J. Degert, S. Stock, B. de Beauvoir, V. Blanchet, MA Bouchene, e B. Girard, "Observation of Coherent Transients in Ultrashort Chirped Excitação de um sistema de dois níveis sem amortecimento ", Physical Review Letters 87 (3), 033.001 (2001).
- [18] J. Degert, W. Wohlleben, B. Chatel, M. Motzkus e B. Girard, "Realization of uma lente Fresnel de domínio de tempo com controle coerente ", Physical Review Letters 89 (20), 203.003 (2002).
- [19] B. Chatel, J. Degert, S. Stock e B. Girard, "Competition between sequential and caminhos diretos em uma transição de dois fótons ", Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics) 68 (4), 041.402R (2003).
- [20] VV Lozovoy, I. Pastirk, KA Walowicz e M. Dantus, "Multiphoton intrapulse interferência. II. Controle de fluorescência induzida por laser de dois e três fótons com pulsos formados ", Journal of Chemical Physics 118 (7), 3187-96 (2003).
- [21] M. Renard, E. Hertz, B. Lavorel e O. Faucher, "Controlling ground-state rotational dinâmica das moléculas por pulsos de laser de femtossegundos moldados ", Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics) 69 (4), 043.401 (2004).
- [22] RJ Levis e HA Rabitz, "Fechando o ciclo na química seletiva de ligação usando pulsos de laser de campo forte sob medida ", Journal of Physical Chemistry A 106 (27), 6427-44 (2002).
- [23] W. Wohlleben, T. Buckup, JL Herek e M. Motzkus, "Coherent Control for Spectroscopy and Manipulation of Biological Dynamics, "Chemphyschem 6 (5), 850-857 (2004).
- [24] M. Dantus e VV Lozovoy, "Experimental Coherent Laser Control of Physicochemical Processes, "Chemical Reviews 104 (4), 1813-1859 (2004).
- [25] B. Chatel e B. Girard, "Coherent Control of Atomic Dynamics with Chirped and Shaped Pulses, "em Femtosecond Laser Spectroscopy, P. Hannaford, ed., Pp. 267-304 (Springer, 2005).
- [26] R. Uberna, M. Khalil, R. Williams, J. Papanikolas e S. Leone, "Phase and amplitude controle na formação e detecção de pacotes de ondas rotacionais no $E 1S + g$ state of Li_2 , "Journal of Chemical Physics 108 (22), 9259-9274 (1998).
- [27] F. Verluise, V. Laude, Z. Cheng, C. Spielmann e P. Tournois, "Amplitude e controle de fase de pulsos ultracurtos pelo uso de um filtro persivo: compressão de pulso e modelagem, "Optics Letters 25 (8), 575-7 (2000).
- [28] AM Weiner, "Femtosecond pulse shaping using espacial light modulators," Review of Scientific Instruments 71 (5), 1929-60 (2000).
- [29] RN Thurston, JP Heritage, AM Weiner e WJ Tomlinson, "Analysis of picosegunda síntese de forma de pulso por mascaramento espectral em um compressor de pulso de grade, " IEEE Journal of Quantum Electrónica QE-22 (5), 682-96 (1986).
- [30] AM Weiner, DE Leaird, JS Patel e JR Wullert, "Programmable femto-

- segunda formação de pulso pelo uso de um modulador de fase de cristal líquido de multielementos”, *Optics Letters* 15 (6), 326-8 (1990).
- [31] CW Hillegas, JX Tull, D. Goswami, D. Strickland e WS Warren, “Femto-formação do segundo pulso de laser pelo uso de pulsos de radiofrequência de microssegundos”, *Optics Letters* 19 (10), 737-9 (1994).
- [32] E. Zeek, K. Maginnis, S. Backus, U. Russek, M. Murnane, G. Mourou e H. Kap-Teyn, “impulso de compressão através da utilização de espelhos deformáveis,” *Optics Letters* 24 (7), 493–495 (1999).
- [33] AM Weiner, "Femtosecond óptico pulso moldagem e processamento," *Progress in Quantum Electronics* 19 (3), 161 (1995).
- [34] C. Froehly, B. Colombeau e M. Vampouille, “Shaping and analysis of picosecond light pulses,” *Progress in optics* 20, 65-153 (1983).
- [35] A. Monmayrant e B. Chatel, “Uma nova fase e amplitude de pulso de alta resolução shaper,” *Review of Scientific Instruments* 75 (8), 2668–71 (2004).
- [36] T. Brixner e G. Gerber, "Femtosecond polarization pulse shaping," *Optics Letters* 26 (8), 557–9 (2001).
- [37] P. Tournois, “Filtro dispersivo acústico-óptico programável para compensação adaptativa de dispersão de tempo de atraso de grupo em sistemas de laser”, *Optics Communications* 140 (4-6), 245-9 (1997).
- [38] A. Efimov, C. Schaffer e DH Reitze, “Programmable shaping of ultrabroad-pulsos de largura de banda de um Ti: laser safira”, *Journal of the Optical Society of America B (Optical Physics)* 12 (10), 1968–80 (1995).
- [39] M. Pittman, S. Ferré, JP Rousseau, L. Notebaert, JP Chambaret e G. Chériaux, “Projeto e caracterização de um femtossegundo 100 quase limitado por difração Sistema de laser de alta intensidade TW 10 Hz”, *Física Aplicada B: Lasers e Óptica* 74 (6), 529 (2002).
- [40] D. Zeidler, T. Hornung, D. Proch e M. Motzkus, “Adaptive compression of tunable pulsos de um OPA do tipo não colinear para abaixo de 16 fs por pulso controlado por feedback shaping,” *Applied Physics B* 70 (junho), S125-31 (2000).
- [41] A. Monmayrant, A. Arbouet, B. Girard, B. Chatel, A. Barman, BJ Whitaker e D. Kaplan, "saída do amplificador óptico paramétrico em forma de AOPDF no visível", *Applied Physics B: Lasers and Optics* 81 (2 - 3), 177-180 (2005).
- [42] T. Witte, K. Kompa e M. Motzkus, "Femtosecond pulse shaping in the mid infrared por mistura de diferença de frequência”, *Applied Physics B* 76 (4), 467-471 (2003).
- [43] M. Hacker, T. Feurer, R. Sauerbrey, T. Lucza e G. Szabo, “Programmable femto-segundo pulso de laser no ultravioleta”, *Journal of the Optical Society of America B (Optical Physics)* 18 (6), 866-71 (2001).
- [44] N. Belabas, JP Likforman, L. Canioni, B. Bousquet e M. Joffre, “Coherent broad-modelagem de pulso de banda no infravermelho médio”, *Optics Letters* 26 (10), 743–5 (2001).
- [45] M. Hacker, G. Stobrawa, R. Sauerbrey, T. Buckup, M. MOTZKUS, M. Wildenhain, e A. Gehner, "Micromirror SLM for femtosecond pulse shaping in the ultraviolet", *Applied Physics B-Lasers And Optics* 76 (6), 711–714 (2003).

- [46] B. Chatel, J. Degert, e B. Girard, "Role of quadratic and cubic spectral phase in subida de escada com pulsos ultracurtos ", *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)* 70 (5), 053.414 (2004).
- [47] W. Wohlleben, J. Degert, A. Monmayrant, B. Chatel, M. Motzkus e B. Girard, "Transientes coerentes como uma sonda altamente sensível para o formador de pulso de femtossegundo," *Applied Physics B (Lasers and Optics)* 79 (4), 435-439 (2004).
- [48] MM Wefers e KA Nelson, "Analysis of programmable ultrashort waveform geração usando moduladores de luz espacial de cristal líquido ", *Journal of the Optical Society of America B (Optical Physics)* 12 (7), 1343–62 (1995).
- [49] G. Stobrawa, M. Hacker, T. Feurer, D. Zeidler, M. Motzkus e F. Reichel, "A novo formador de pulso de femtossegundo de alta resolução ", *Applied Physics B* 72 (5), 627–30 (2001).
- [50] A. Monmayrant, B. Chatel e B. Girard, "Femtosecond pulse shape reconstruction de medições transientes coerentes ", *Optics Letters in Preparation* (2005).
- [51] A. Monmayrant, B. Chatel e B. Girard, "Espirógrafo atômico: medição do função de onda de estado excitado usando transientes coerentes ", *Physical Review Letter in preparação* (2005).
- [52] A. Monmayrant, B. Chatel e B. Girard, "Towards electric field reconstruction usando transientes coerentes em um sistema de dois níveis ", em *Ultrafast Phenomena XIV*, T. Kobayashi, ed., Pp. 91-93 (Springer, Niigata, 2004).
- [53] NV Vitanov, "Transition times in the Landau-Zener model", *Physical Review A* 59 (2), 988–94 (1999).
- [54] C. Nicole, "Dinâmica de pacotes de ondas e controle coerente temporal em átomos e moléculas de álcalis ", Thesis, Paul Sabatier (1998).
- [55] J. Degert, "Manipulação coerente de átomos e moléculas diatômicas com impulsos moldados ", Thesis, Univ. P. Sabatier (2002).
- [56] C. Le Blanc, "Princípios e realização de um terawatt Femtosecond fonte lase baseado em em safira dopada com titânio. Caracterização de impulsos e demônios produzidos tração do regime de intensidade ao nível de 10^{18} W / cm^2 ", Tese, Ecole Polytechnique (1993).
- [57] G. Cerullo e S. De Silvestri, "Ultrafast ópticos paramétricos amplificadores," *Revisão de Scientific Instruments* 74 (1), 1–18 (2003).
- [58] T. Wilhelm, J. Piel e E. Riedle, "Pulsos Sub-20-fs sintonizáveis através do visível a partir de um conversor paramétrico não colinear de passagem única com bomba azul ", *Optics Letters* 22 (19), 1494–1496 (1997).
- [59] A. Shirakawa e T. Kobayashi, "Noncollinearly phase-matched femtosecond óptico amplificação paramétrica com largura de banda de 2.000 cm^{-1} ", *Applied Physics Letters* 72 (2), 147-9 (1998).
- [60] G. Cerullo, M. Nisoli e S. De Silvestri, "Geração de 11 pulsos fs sintonizáveis em o visível por amplificação paramétrica óptica ", *Applied Physics Letters* 71 (25), 3616–18 (1997).
- [61] M. Cavallari, "Parametric intracavity interações em regime de femtossegundo. Opti-

- implementação de um oscilador óptico paramétrico visível, "Tese, Ecole Polytechnique (1997).
- [62] GM Gale, F. Hache e M. Cavallari, "Broad-bandwidth parametric amplificação no visível: experimentos e simulações de femtossegundos", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 4 (2), 224–9 (1998).
- [63] E. Goulielmakis, M. Uiberacker, R. Kienberger, A. Baltuska, V. Yakovlev, A. Scrinzi, T. Westerwalbesloh, U. Kleineberg, U. Heinzmann, M. Drescher e F. Krausz, "Direct Measurement of Light Waves," *Science* 305 (5688), 1267–1269 (2004).
- [64] S. Linden, J. Kuhl e H. Giessen, "Amplitude and phase characterization of fraco pulsos ultracurtos azuis por conversão descendente," *Optics Letters* 24, 569 (1999).
- [65] R. Trebino, *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses* (Kluwer Academic, 2000).
- [66] TYF Tsang, MA Krumbugel, KW DeLong, DN Fittinghoff e R. Trebino, "Medições de controle óptico resolvido por frequência de pulsos ultracurtos usando geração de terceiro harmônico de superfície", *Optics Letters* 21 (17), 1381-1383 (1996).
- [67] DJ Kane, "Progresso recente em direção à medição em tempo real do laser ultracurto pulsos", *IEEE Journal of Quantum Electronics* 35 (4), 421 (1999).
- [68] C. Iaconis e IA Walmsley, "Spectral phase interferometry for direct electric-reconstrução de campo de pulsos ópticos ultracurtos", *Optics Letters* 23 (10), 792-794 (1998).
- [69] M. Françon, *Optical interferometry* (Academic Press, 1966).
- [70] C. Dorrer, "Implementação de interferometria de fase espectral para campo elétrico direto reconstrução com um interferograma de referência gravado simultaneamente," *Optics Letters* 24 (21), 1532–4 (1999).
- [71] I. Kang, C. Dorrer e F. Quochi, "Implementation of electro-optic espectral shearing interferometria para caracterização de pulso ultracurto", *Optics Letters* 28 (22), 2264–2266 (2003).
- [72] C. Dorrer, P. Londero e IA Walmsley, "Homodyne detecção em fase espectral interferometria para reconstrução de campo elétrico direto", *Optics Letters* 26 (19), 1510 (2001).
- [73] M. Hirasawa, N. Nakagawa, K. Yamamoto, R. Morita, H. Shigekawa e M. Yamashita, "Melhoria da sensibilidade da interferometria de fase espectral para eletricidade direta reconstrução de campo para a caracterização de pulsos de femtossegundo de baixa intensidade," *Applied Physics B: Lasers and Optics* 74 (0), s225 (2002).
- [74] V. Messenger, F. Louradour, C. Froehly e A. Barthelemy, "Medição coerente de pulsos de laser curtos com base em interferometria espectral resolvida no tempo," *Optics Letters* 28 (9), 743–745 (2003).
- [75] JC Vaughan, T. Hornung, T. Feuer e KA Nelson, "Diffraction-based fempara a segunda conformação de pulso com um modulador de luz espacial bidimensional", *Optics Letters* 30 (3), 323–325 (2005).
- [76] T. Feuer, JC Vaughan, RM Koehl e KA Nelson, "Controle multidimensional de pulsos de femtossegundo por meio de uma matriz programável de cristal líquido", *Optics Letters* 27 (8), 652–654 (2002).

- [77] C. Dorrer, F. Salin, F. Verluise e JP Huignard, "Programmable phase control de pulsos de femtossegundos por meio de um modulador de luz espacial não pixelado," *Optics Letters* 23 (9), 709-11 (1998).
- [78] AM Weiner, JP Heritage e EM Kirschner, "High-resolution femtosecond modelagem de pulso", *Journal of the Optical Society of America B (Optical Physics)* 5 (8), 1563-72 (1988).
- [79] F. Verluise, "Filtro acústico-óptico programável em amplitude e fase: aplicação a pulsos de laser ultracurtos", tese de Ph.D., Ecole Polytechnique (1999).
- [80] K. Takayoshi e B. Andrius, "Sub-5 fs pulse generation from a noncollinear óptico amplificador paramétrico", *Measurement Science and Technology* 13 (11), 1671 (2002).
- [81] M. Roth, M. Mehendale, A. Bartelt e H. Rabitz, "Acousto-óptico shaping of pulsos de femtossegundo ultravioleta," *Applied Physics B: Lasers and Optics* 80 (4 - 5), 441 (2005).
- [82] N. Dudovich, D. Oron e Y. Silberberg, "Quantum Control of the Angular Momentum Distribution in Multiphoton Absorption Processes", *Physical Review Letters* 92 (10), 103,003-1 103,003-4 (2004).
- [83] D. Zeidler, "Coherent Control of Molecular Dynamics with Shaped Femtosecond Pulses," tese de Ph.D., Ludwig-Maximilians-Universität München (2001).
- [84] G. Chériaux, "Influências das distorções de fase no perfil dos pulsos femto. segundos na amplificação de desvio de frequência. Aplicação à geração pulsos de 30 TW a 10 Hz na safira dopada com titânio." Tese, Orsay (1997).
- [85] H. Wang, Z. Zheng, DE Leaird, AM Weiner, TA Dorschner, JJ Fijol, LJ Friedman, HQ Nguyen e LA Palmaccio, "modelagem de pulso de 20 fs com 512-modulador de cristal líquido de fase apenas de elemento", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 7 (4), 718-27 (2001).
- [86] M. Danailov e I. Christov, "Time-space shaping of light pulses by Fourier óptico processing", *Journal of modern optics* 36 (6), 725-731 (1989).
- [87] OE Martinez, "3000 vezes compressor de grade com dispersão de velocidade de grupo positivo seção: aplicação à compensação de fibra na região de 1,3-1,6 μ m," *IEEE Journal of Quantum Electronics* QE-23 (1), 59-64 (1987).
- [88] L. Wang e AM Weiner, "codificação de fase espectral programável de um amplificado fonte de luz de emissão espontânea", *Optics Communications* 167 (1-6), 211-24 (1999).
- [89] C. Dorrer, "Characterization and modulation of femtosecond laser pulses", Ph.D. tese, Ecole Polytechnique (1999).
- [90] C. Dorrer, N. Belabas, JP Likforman, e M. Joffre, "Spectral resolution and sam-problemas de interferência em interferometria espectral com transformada de Fourier", *Journal of the Optical Society of America B Optical Physics* 17 (10), 1795-802 (2000).
- [91] AH Zewail, *Femtochemistry: Ultrafast Dynamics of the Chemical Bond*, vol. eu e II (World Scientific, Singapura, 1994).
- [92] A. Stolow, "espectroscopia de fotoelétrons resolvida por tempo de femtossegundo de mo poliatômico

- [93] J. Cao e KR Wilson, “Uma imagem física simples para controle quântico de onda localização de pacotes,” *Journal of Chemical Physics* 107 (5), 1441–1450 (1997).
- [94] B. Kohler, VV Yakovlev, J. Che, JL Krause, M. Messina, KR Wilson, N. Schwentner, RM Whitnell e Y. Yan, “Quantum Control of Wave Packet Evolution with Tailored Femtosecond Pulses,” *Physical Review Letters* 74 (17), 3360 (1995).
- [95] MM Wefers e KA Nelson, “Space-time profiles of shaped ultrafast óptico formas de onda,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* 32 (1), 161–72 (1996).
- [96] C. Dorrer e IA Walmsley, “Técnica linear simples para a medição do espaço-acoplamento de tempo em pulsos ópticos ultracurtos”, *Optics Letters* 27 (21), 1947–9 (2002).
- [97] J. Delagnes, “Controlando a propagação de pulsos de femtosegundo em um vapor denso atômico e opticamente ressonante”, Tese, Univ. P. Sabatier (2005).
- [98] J. Delagnes, A. Monmayrant, P. Zahariev, B. Chatel, B. Girard e MA Bouchene, “Compensação de dispersão ressonante em meio atômico usando um formador de pulso,” *Cartas de óptica (enviadas)*.
- [99] RL Fork, OE Martinez e JP Gordon, “Dispersão negativa usando pares de prismas,” *Optics Letters* 9 (5), 150-2 (1984).
- [100] E. Treacy, “compressão de pulso óptico com grades de difração”, *IEEE Journal of Quantum Electronics* QE-5, 454–458 (1969).
- [101] IA Walmsley e L. Waxer, “Tomografia de emissão para medição do estado quântico na matéria,” *Journal of Physics B* 31, 1825–63 (1998).
- [102] M. Armstrong, P. Plachta, E. Ponomarev e R. Miller, “Versatile 7-fs óptico pa-geração e compressão de pulso ramétrico pelo uso de óptica adaptativa,” *Optics Letters* 26, 1152 (2001).
- [103] A. Baltuska, T. Fuji e T. Kobayashi, “compressão de pulso visível a 4 fs por óptica amplificação paramétrica e controle de dispersão programável”, *Optics Letters* 27, 306 (2002).
- [104] G. Cerullo, M. Nisoli, S. Stagira e S. De Silvestri, “Sub-8-fs pulsos de um ul-amplificador óptico paramétrico de banda trabroadband no visível,” *Optics Letters* 23 (16), 1283 (1998).
- [105] M. Zavelani-Rossi, G. Cerullo, S. De Silvestri, L. Gallmann, N. Matuschek, G. Stein-meyer, U. Keller, G. Angelow, V. Scheuer e T. Tschudi, “Pulse compression acima de uma largura de banda de 170 THz no visível pelo uso de apenas espelhos chirped”, *Optics Letters* 26 (15), 1155–1157 (2001).
- [106] S. Lochbrunner, T. Wilhelm, J. Piel, S. Sporlein e E. Riedle, “Sub-20-fs tunable pulsos no visível e NIR por amplificação paramétrica óptica não colinear (NOPA),” *Advanced Solid State Lasers. Tendência OSA em Óptica e Fotônica Series* 26, 366–71 (1999).

- [107] A. Shirakawa, I. Sakane e T. Kobayashi, "Pulse-front-matched óptico paramétrica amplificação para geração de pulso sub-10-fs sintonizável no visível e próximo infravermelho," *Optics Letters* 23 (16), 1292–4 (1998).
- [108] P. Baum, S. Lochbrunner, L. Gallmann, G. Steinmeyer, U. Keller e E. Riedle,

- “Caracterização em tempo real e controle de fase ideal de pulsos visíveis sintonizáveis com um compressor flexível”, *Applied Physics B* 74 (9), S219 (2002).
- [109] T. Oksenhendler, “Medidas de tempo e controles no campo do ultra-laser breve”, tese de doutorado, Ecole Polytechnique (2004).
- [110] D. Kaplan e P. Tournois, "Theory and performance of the acusto-óptico program-filtro dispersivo flexível usado para modelagem de pulso de laser de femtossegundo”, *Journal de Physic IV* 12, Pr5–69 (2002).
- [111] V. Voloshinov, “Acusto-ótica fenômenos em cristais com forte anisotropia da ótica e propriedades elásticas”, no *World Congress on Ultrasonics* (Paris, 2003).
- [112] A. Monmayrant, M. Joffre, T. Oksenhendler, R. Herzog, D. Kaplan e P. Tournois, “Interferometria no domínio do tempo para reconstrução direta do campo elétrico pelo uso de um filtro acústico-óptico programável e um detector de dois fótons”, *Optics Letters* 28 (4), 278 (2003).
- [113] J. Seres, A. Müller, E. Seres, K. O’Keeffe, M. Lenner, RF Herzog, D. Kaplan, C. Spielmann, e F. Krausz, "Sub-10-fs, Ti em escala de terawatt: safira laser system,” *Optics Letters* 28 (19), 1832–1834 (2003).
- [114] T. Tanabe, M. Yamanaka, T. Okamoto e F. Kannari, "Compensation for a Trans-Função de ferro de um amplificador regenerativo para gerar Ultra-Pulsos curtos na amplitude e na fase”, *IEEE Journal of Quantum Electronics* 10 (1), 221–228 (2004).
- [115] Z. Bor, "Distortion of femtosecond laser pulses in lenses", *Optics Letters* 14 (2), 119–121 (1988).
- [116] I. Walmsley, L. Waxer e C. Dorrer, "The role of dispersion in ultrafast optics", *Review of Scientific Instruments* 72 (1), 1-29 (2001).
- [117] D. Zeidler, T. Witte, D. Proch e M. Motzkus, “Optical parametric amplification de uma forma contínua de luz branca”, *Optics Letters* 26 (23), 1921–3 (2001).
- [118] M. Shapiro e P. Brumer, "Controle de laser de populações de estado quântico de produto em reações unimoleculares,” *J. Chem. Phys.* 84 (7), 4103 (1986).
- [119] ED Potter, JL Herek, S. Pedersen, Q. Liu e AH Zewail, “Femtosecond Laser Control of a Chemical Reaction,” *Nature* 355 (6355), 66-68 (1992).
- [120] M. Shapiro e P. Brumer, "Coherent control of molecular dynamics," *Reports on Progress in Physics* 66 (6), 859–942 (2003).
- [121] T. Amand, V. Blanchet, B. Girard e X. Marie, "Coherent control in atoms, moléculas e sólidos”, em *pulsos de laser de femtosegundos. Princípios e Experimentos*, C. Rullière, ed., Pp. 333-394 (Springer, 2004).
- [122] S. Zamith, "Dinâmica de femtosegundo em átomos e moléculas: precessão de

- spin e dinâmica de fotoelétrons, transientes coerentes, dinâmica de estado entusiasmado com o acetileno, "University Thesis, Paul Sabatier (2001).
- [123] G. Grynberg, A. Aspect e C. Fabre, Introdução aos lasers e óptica quântica (Ellipses, 1997).
- [124] D. Maas, CW Rella, P. Antoine, ES Toma e L. Noordam, "Population transfer via passagem adiabática no sistema de escada quântica de rubídio ", Physical Review A 59 (2), 1374–81 (1999).

Página 182

Bibliografia

173

- [125] J. Pérez, Geometric and wave optics (Masson, Paris, 1994).
- [126] J. Paye, "The Chronocyclic Representation of Ultrashort Light Pulses," IEEE Journal of Quantum Electronics 28 (10), 2262-2273 (1992).
- [127] M. Morinaga, I. Bouchoule, J.-C. Karam e C. Salomon, "Manipulation of Motional Quantum States of Neutral Atoms, "Physical Review Letters 83 (20), 4037-4040 (1999).
- [128] C. Leichtle, WP Schleich, IS Averbukh e M. Shapiro, "Quantum State Holography, "Physical Review Letters 80 (7), 1418-21 (1998).
- [129] Y. Mairesse e F. Quere, "Gating óptico resolvido por frequência para reconstrução completa ção de rajadas de attossegundo ", Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics) 71 (1), 011.401 (2005).
- [130] E. Cormier, IA Walmsley, EM Kosik, AS Wyatt, L. Corner e LF DiMauro, "Auto-referenciamento, espectralmente ou interferometria espectral codificada espacialmente para the Complete Characterization of Attosecond Electromagnetic Pulses, "Physical Review Letters 94 (3), 033.905 (2005).
- [131] E. Constant, D. Taranukhin, A. Stolow e P. Corkum, "Methods for the measurement da duração dos pulsos de alta harmônica ", Physical Review A 56 (5), 3870–3878 (1997).
- [132] DJ Kane e R. Trebino, "Characterization of Arbitrary Femtosecond Pulses Using Frequency-Resolved Optical Gating, "IEEE Journal of Quantum Electronics 29 (2), 571–579 (1993).
- [133] R. Trebino, KW DeLong, DN Fittinghoff, JN Sweetser, MA Krumbügel, e BA Richman, "Medindo pulsos de laser ultracurtos no domínio da frequência do tempo usando portas ópticas resolvidas por frequência ", Review of Scientific Instruments 68, 3277–3295 (1997).
- [134] P. O'Shea, M. Kimmel, X. Gu e R. Trebino, "Dispositivo altamente simplificado para medição de pulso ultracurto ", Optics Letters 26 (12), 932–934 (2001).
- [135] C. Ventalon, JM Fraser e M. Joffre, "Time-domain interferometry for direct reconstrução do campo elétrico de pulsos de femtossegundos no infravermelho médio ", Optics Letters 28 (19), 1826–8 (2003).
- [136] C. Dorrer, EM Kosik, e IA Walmsley, "Direct space-time characterization of the campos elétricos de pulsos ópticos ultracurtos ", Optics Letters 27 (7), 548–50 (2002).

- [137] P. Baum, S. Lochbrunner e E. Riedle, "Zero-additional-phase SPIDER: full characterization of visible and sub-20-fs ultraviolet pulses", *Optics Letters* 29 (2), 210–212 (2004).
- [138] O. Martinez, "Compressores de grade e prisma no caso de tamanho de feixe finito", *J Opt Soc Am B Opt Physics* 3 (7), 929–934 (1986).