

学校代码: 11658

研究生学号: 202212070200016

分 类 号: 0431.2

密 级: 无



海南师范大学
HAINAN NORMAL UNIVERSITY

硕士学位论文

基于一维缺陷原子晶格非互易反射及其放大的研究

论 文 作 者	徐琼怡
指 导 教 师	杨 红
一 级 学 科	物理学
二 级 学 科	理论物理
研 究 方 向	量子光学
申请学位类别	理学硕士
提 交 日 期	二〇二五年五月

**The research on nonreciprocal reflection and
amplification based on one dimension defective atomic
lattices**

A Dissertation Submitted for the Degree of Master

Candidate: Qiongyi Xu

Supervisor: Prof. Hong Yang

Hainan Normal University

Haikou, China

独创性声明

本人声明所呈交的学位论文是本人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。除文中特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含为获得海南师范大学或其他教育机构的学位或证书而使用过的材料。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并表示谢意。

学位论文作者签名：徐琼怡

日期：2025年5月25日

学位论文著作权声明

本论文作者声明：

☐ 本论文全部成果均为本人和指导教师合作研究取得，本人和指导教师都有权使用本成果学术内容（有第三方约定者除外）。

☐ 本论文为指导教师指导下，本人独立完成。本人独自享有本论文的全部著作权。

学位论文作者签名：徐琼怡

指导教师签名：姚红

日期：2025年5月25日

日期：2025年5月25日

学位论文版权使用授权书

本学位论文作者完全了解海南师范大学有关保留、使用学位论文的规定，即：海南师范大学有权保留并向国家有关部门或机构送交学位论文的复印件和电子文本，允许论文被查阅和借阅。本人授权海南师范大学可以将学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或其它复制手段保存、汇编学位论文。

（保密的学位论文在解密后适用本授权书）

学位论文作者签名：徐琼怡

指导教师签名：姚红

（专业学位须填写2位导师姓名）：

日期：2025年5月25日

日期：2025年5月25日

摘要

通常光在各向均匀介质中的传播是互易的。然而，当介质的介电常数、极化率以及折射率的空间对称性被打破，光从介质两侧入射的传播特性也不再对称，即光传播是非互易的。基于光学非互易性设计的隔离器、环形器等非互易光子器件是芯片的核心元件。高效易于集成的芯片在量子计算、信息传递等领域的应用有利于推动量子网络的发展。然而光在传播过程中容易受到环境的干扰造成量子特性丢失，非互易光放大能够有效阻止噪音、反向散射等的干扰。非互易和光放大通常是两个独立的系统。而在一个系统中同时实现非互易和光放大即能够提高光子器件的效率又利于集成。

本论文基于一维缺陷原子晶格，首先，利用斐波那契数列调制空晶格排布，精确调控缺陷原子晶格结构，在三能级相干原子系统中实现非互易反射的动力学调控；进一步地，引入微波构成立闭合回路跃迁建立相干增益原子系统，实现了宽带完美非互易反射（单向反射）光放大的调控；接下来，基于自发辐射相干效应并借助非相干泵浦场的作用建立增益原子系统，提高非互易反射放大的倍数。具体地，第一个工作中，在一维缺陷原子晶格中建立三能级 Λ 型相干原子系统，利用斐波那契数列控制空晶格的数量，精细的调控缺陷晶格结构成功实现对比度大于 90% 且带宽大于 10MHz 的非互易反射带。接下来，使缺陷部分的空晶格周期性出现。基于第一个工作，在第二个工作中通过加入微波场构成的闭合回路相干增益原子系统，通过优化相对相位 ϕ 、缺陷率 ξ 以及缺陷部分的周期 p_1 等关键参数成功获得一个反射率接近 8，对比度几乎 100%，放大的单向反射带。值得注意的是，由于缺陷原子晶格的分布式反馈作用，只需非常小的探测场增益即可实现单向反射光放大，这在均匀介质中是无法实现的。在第三个工作中，基于自发辐射相干（Spontaneously Generated Coherence, SGC）借助非相干泵浦场建立增益原子系统，实现了一侧反射率趋近于零、另一侧反射率放大近 250 倍的单向反射带。相比之下，SGC 效应能够降低晶格周期数、大大提高非互易反射放大的倍数。本论文的研究结果将为高效率、集成化非互易光子器件的发展提供了更多的理论依据。

关键词：光学非互易；对称破缺效应；缺陷原子晶格；自发辐射相干

Abstract

Generally, the propagation of light in an isotropic medium is reciprocal. However, when the spatial symmetry of dielectric constant, polarizability and refractive index of the medium is broken, the propagation characteristics of light incident from both sides of the medium are no longer symmetric, that is, light propagation is non-reciprocal. Non-reciprocal photonic devices such as isolators and circulators based on optical non-reciprocity are the core components of the chip. The application of efficient and easy to integrate chips in quantum computing, information transmission and other fields is conducive to the development of quantum networks. However, light is prone to environmental interference in the propagation process, resulting in the loss of quantum properties, non-reciprocal light amplification can effectively prevent noise, backscattering and other interference. Non-reciprocal and optical amplification are usually two separate systems. The simultaneous realization of non-reciprocity and optical amplification in one system can improve the efficiency of photonic devices and facilitate integration.

This thesis is based on one-dimensional defective atomic lattice. Firstly, Fibonacci series is used to modulate the empty lattice arrangement and precisely regulate the defective atomic lattice structure to achieve the dynamic regulation of non-reciprocal reflection in a three-level coherent atomic system. Further, the coherent gain atom system is established by introducing microwave to form a vertical closed loop transition, and the control of broadband perfect non-reciprocal reflection (unidirectional reflection) light amplification is realized. Next, the gain atom system is built based on the coherent effect of spontaneous radiation and the action of incoherent pump field to increase the magnification of non-reciprocal reflection. Specifically, in the first work, a three-level Lambda-type coherent atomic system is established in a one-dimensional defective atomic lattice, and the number of empty lattices is controlled by the Fibonacci number series, and the defective lattice structure is fine-tuned to successfully achieve a non-reciprocal reflection band with a contrast greater than 90% and a bandwidth greater than 10MHz. Next, the empty lattice of

the defective part appears periodically. Based on the first work, a closed loop coherent gain atomic system composed of microwave field was added in the second work, and an amplified unidirectional reflection band with reflectivity close to 8 and contrast almost 100% was obtained by optimizing the relative phase, defect rate and period of the defect part. It is worth noting that due to the distributed feedback effect of the defective atomic lattice, one-way reflected light amplification can be achieved with only a very small probe field gain, which is not possible in uniform media. In the third work, Spontaneously Generated Coherence (SGC) is used to build a gain atom system with incoherent pumping fields, and a unidirectional reflectance band with one side approaching zero and the other side magnified by nearly 250 times is achieved. In contrast, the SGC effect can reduce the number of lattice periods and greatly increase the magnification of non-reciprocal reflection. The research results of this paper will provide more theoretical basis for the development of high efficiency and integrated non-reciprocal photonic devices.

Keywords: optical nonreciprocity; symmetry breaking effect; defective atomic optical lattice; spontaneous emission coherence

目 录

摘 要	I
Abstract	III
目 录	V
引 言	1
第一章 原子相干效应	3
1.1 电磁感应透明	3
1.2 量子感应相干	4
1.2.1 自发辐射相干	4
1.2.2 微波感应相干	5
第二章 研究的理论工具	7
2.1 哈密顿量与密度算符	7
2.2 近似方法	8
2.2.1 电偶极近似	8
2.2.2 旋转波近似	9
2.3 传输矩阵法	10
第三章 一维准周期缺陷原子晶格中非互易反射	15
3.1 理论模型与计算	15
3.2 数值模拟与分析	18
3.3 小结	23
第四章 一维缺陷原子晶格中宽带单向反射放大	25
4.1 理论模型与计算	25
4.2 数值模拟与分析	27
4.3 小结	32
第五章 一维缺陷原子晶格中基于自发辐射相干的单向反射放大	33
5.1 理论模型与计算	33
5.2 数值模拟与分析	36
5.3 小结	41
总 结	43
参考文献	45
致 谢	53

引 言

基于时间反演对称性，光在介质中的传播通常表现出对称性，这是厄米物理系统的基本性质。当时间反演对称性被打破光传播也不再具有对称性，即，实现了光学非互易传播。除此之外，当介质的极化率、折射率以及介电常数的空间对称性被打破时，也能够实现光传播的非互易性。基于这种时间或空间对称破缺效应实现的光学非互易性，可设计全光二极管、隔离器、循环器等新型光子器件^[1-5]。这些器件具有单向导通性，在光信息处理和量子网络等方面具有重要应用。因此，光传播非互易性的研究在信息科学、工程科学等领域尤为重要^[6-8]。

实现非互易光传统、有效的方法通常是基于磁光法拉第效应。但这种方法往往需要庞大的磁体，难以实现集成化^[9-12]。近年来，随着对集成化需求的增大，人们对无磁材料非互易性的研究取得重大进展。利用介电常数的时空调制，实现了宽带的非互易光隔离^[13,14]，并进一步在带间跃迁中获得波长可调的非互易光信号^[15,16]。然而光信号在传播的过程中容易受到外界环境等因素的干扰而减弱，甚至导致量子特性（如相干性、纠缠等）的丢失。所以，研究人员考虑将光信号进行放大。光信号放大可以抑制不必要的信号路径、噪声和杂散模式在优化系统性能方面发挥着重要作用^[17-19]。因此，在集成光子电路中实现非互易光放大尤为重要。目前在集成光子电路中实现非互易光放大成为一个迫切需求。尽管光学非互易性与光信号放大通常是独立设计的。但随着人们研究的深入，将非互易性和光信号放大相结合取得了显著进展。在一些特定的物理系统中，非互易光放大取得了突破，涉及电磁波的辐射、传输和反射等多种方式^[20-22]。例如，硅波导中的布里渊散射利用声波的定向传播特性和能量传递机制^[23-25]；通过光和声波的相互作用成功实现了单向光信号的放大；通过周期性增益和损耗调制引入非厄米时变系统也同样地表现出了相似的非互易性^[26-28]；科学家们还在约瑟夫森电路^[29,30]、宇称-时间对称结构^[31-33]、光纤引导系统^[34,35]和原子系统^[36]等领域取得了一定的研究成果。

在现有研究中，均匀介质凭借着在实验上调制相对简单的优势在实现非互易光放大具有一定的优势。具体来说均匀介质中的非互易性可以通过外部场（如耦合场）的线性变化打破对称性来实现^[37-40]，从而导致单向传输。这种方法避免了光腔中复杂的

光学反馈机制，并降低了系统的复杂性。然而，在均匀介质中实现非互易光放大也存在明显的缺陷。由于均匀介质中缺乏光学腔的反馈，均匀介质中的增益需求较高，难以实现高效的信号放大。

由于光学腔具有反馈效应，能够有效补偿均匀介质中因缺乏反馈而导致高增益的需求。光学腔在研究非互易光及其放大的过程中可以利用介质的非线性效应，调节微腔和波导之间的距离，成功实现非互易性^[41,42]。此外，基于多普勒效应，将热原子嵌入环形腔中，原子的随机热运动产生了极化率动量锁定，建立一种新型的非互易光学系统，实验上实现了非互易光透射^[43]。并在光力系统中，通过打破光学微腔与光子偏振态耦合的对称性能够实现经典光以及单光子水平的光学非互易^[44,45]。进一步地，研究人员在回音壁模式微腔中，通过调节两个耦合腔的增益和吸收实现放大光场的非互易传输^[46,47]，此时光学腔作为一种高效的光学反馈结构能够解决增益需求的问题。

光学谐振腔在非互易光及其放大研究中成果显著，但对腔的品质要求较高。为此，研究人员将目光转向了原子光晶格。在前人的研究中，原子光晶格已被用于制备满足（反）宇称-时间对称性^[48-50]或空间 Kramers-Kronig 调制^[51]的非厄米光学材料，并通过调控驻波场实现光学非互易性。相较于光学谐振腔，原子光晶格在非互易光及其放大的研究中更具有以下优势。首先，原子光晶格通过空晶格在整个晶格结构中的非对称排布打破介质的空间对称性，在无需破坏时间反演对称性的情况下打破了极化率的空间对称性，从而获得左右反射的非互易性^[52,53]；其次，原子光晶格可以通过分布式反馈放大光信号，即探测光可以在晶格中多次反射最终实现光信号的放大。从而具备类似低损耗光学腔的特性。因此，基于一维缺陷原子晶格研究非互易光及其放大特性是一个值得深入探索的方向。

本论文基于一维缺陷原子晶格，分别建立三能级 Lambda 型相干原子系统、在微波场作用下闭合回路三能级增益原子系统以及自发辐射相干效应与非相干泵浦场结合的三能级增益原子系统，逐步实现了非互易反射及非互易反射放大的操控。首先，创新性地利用斐波那契数列调控晶格结构成功实现了宽带的非互易反射。进一步地，考虑空晶格在缺陷部分周期性地出现，结合增益原子系统实现了非互易光放大的动力学调控。本论文的研究成果将在非互易光子器件、集成光学芯片以及光通信等领域具有重要的应用前景。

第一章 原子相干效应

1.1 电磁感应透明

电磁感应透明（Electromagnetically Induced Transparency, EIT）是指通过使用相干激光场来调控原子能级使跃迁通道之间产生量子相干的现象。电磁感应透明能够改变光的传播特性，更确切地说是使用相干激光场使得介质在共振频率下对光的吸收几乎消失，同时伴随着显著的非线性色散特性。其原理可以通过图 1-1 进行阐述。

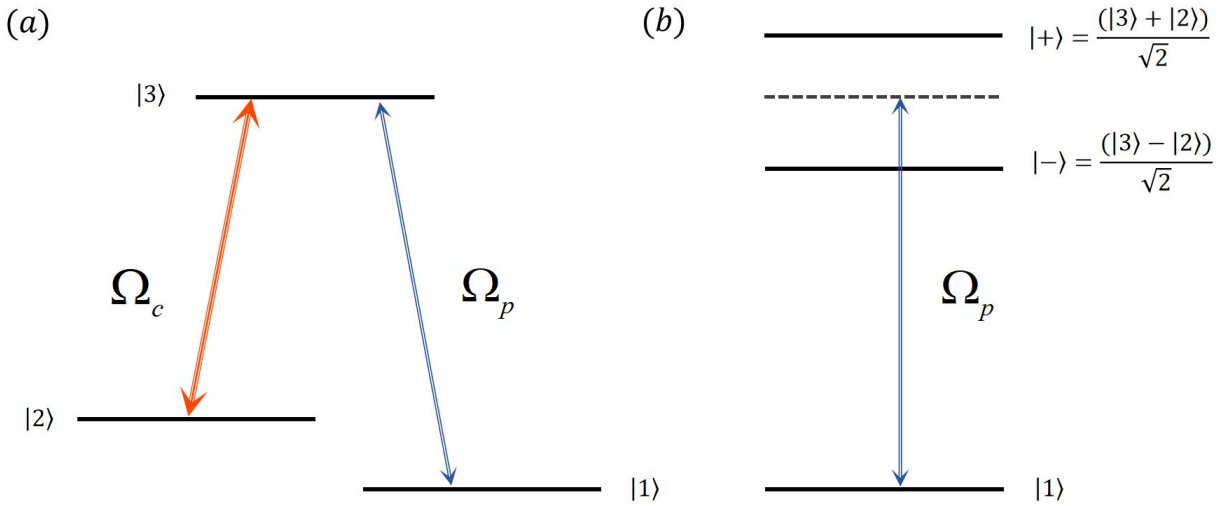


图 1-1 电磁感应透明原理图。

在图 1-1 (a) 所示的三能级原子系统中，两个下能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 之间的跃迁为禁戒跃迁。当 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 能级在没有相干耦合场的作用时，探测光在共振频率处会被吸收；当加入强耦合场后， $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 能级相干叠加成两个缀饰能级，如图 1-1 (b) 所示。缀饰能级的形成使得原子从基态跃迁时无法区分末态，导致两个跃迁通道发生量子相消干涉导致探测场在共振处不再被吸收而是透过介质。此外，我们可以通过调节相干光场的强度和失谐进一步调控电磁感应的透明度^[54]，并且电磁感应透明现象广泛应用于量子信息处理、光通信和精密测量等领域^[55-59]。原子系统的缀饰态理论揭示了电磁感应透明的量子干涉效应，这种效应已广泛应用于光信息存储^[60-63]、全光开关^[64]、无吸收高折射率^[65,66]、无粒子数反转激光^[67-71]、光速减慢^[72-74]等技术。

1.2 量子感应相干

量子感应相干可以通过某种外部手段诱导或者改变量子系统的相干性。具体可以借助激光场或相干强耦合场可以让原子或分子产生相干。其中我们主要考虑量子感应相干在原子能级中的现象，即原子感应相干。原子感应相干描述了在外场作用下原子或者整个系统的相干现象，主要表现为原子与外场相互作用后其量子状态呈现出一定的协调性与同步性。由于原子能级之间维持一定的相对相位使得它们可以共同响应外部的刺激，如激光辐照或电磁场的变化。

这种现象在精密测量、量子计算、激光技术等领域发挥着关键作用。其应用都能体现原子感应相干效应的实际价值，如量子光学中的原子激光^[75]、量子传感器^[76]等。

1.2.1 自发辐射相干

在最新的实验研究^[77]中研究人员已成功地观测到自发辐射相干（Spontaneously Generated Coherence, SGC）。自发辐射相干因其产生的环境处于真空环境也可被称为真空感应相干（VIC）^[78-80]。下图 1-2 为自发辐射相干的相干能级图，详细展示了自发辐射相干可以发生在原子的两个相邻激发态（或单一个激发态）向基态（或两个相邻基态）的自发辐射过程中。由上述我们可以知道自发辐射相干是指在没有外加驱动场的情况下系统内量子特性自发产生相干的现象。

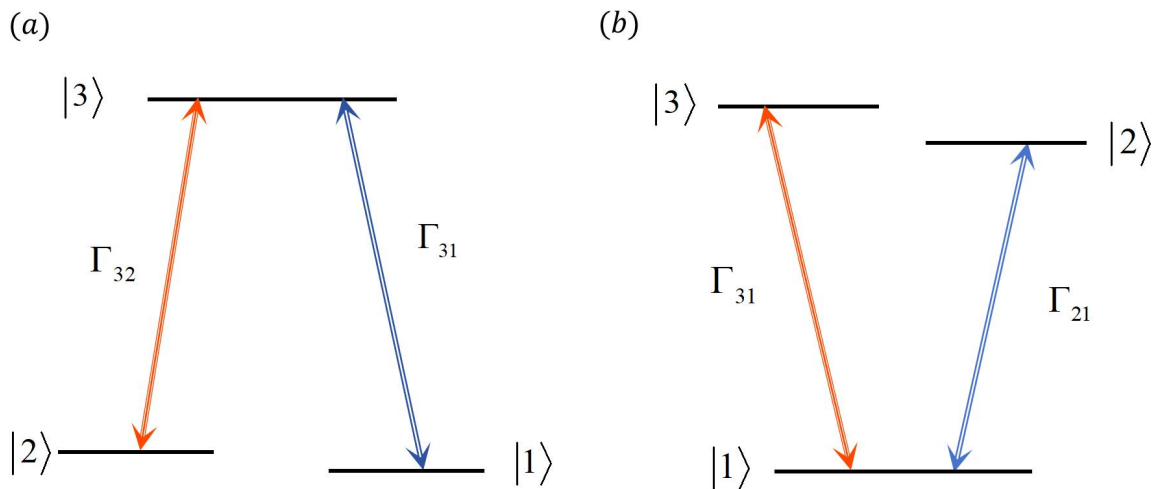


图 1-2 两类自发辐射相干原子能级图。

近年来，量子相干调控在原子与光场相互作用系统中展现出重要的研究价值与应用潜力。在这一研究背景下，吴等人在三能级 Λ 型相干原子系统中引入非相干泵浦场，并研究了自发辐射相干对探测场的影响^[81]。如图 1-3 所示，他们通过绘制探测场的吸收曲线随探测场失谐的变化关系发现：自发辐射相干可显著调制探测场吸收特性，使原本表现为吸收的频谱区域转变为增益区域。

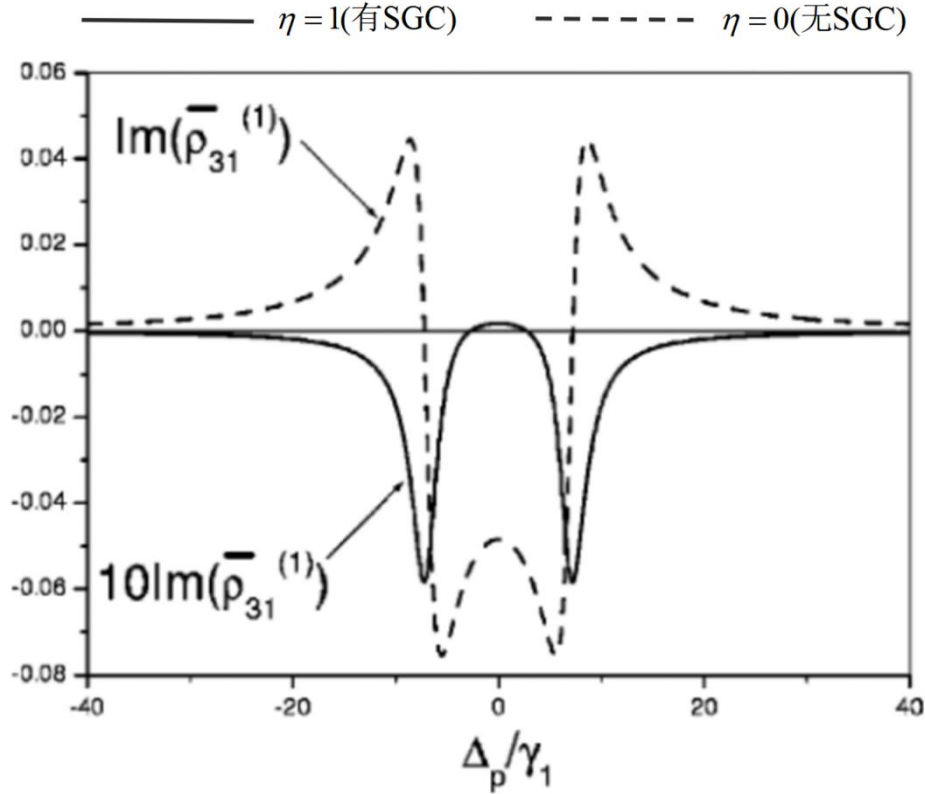


图 1-3 探测场的吸收曲线随探测场失谐的变化情况^[81]。

1.2.2 微波感应相干

微波感应相干现象是指在微波辐射场的激发下，系统内部出现相干效应的一种物理过程。具体为两个相邻禁戒跃迁能级在微波场影响下，因磁偶极的作用能够实现跃迁的现象，这一过程能够使原本禁戒的能级实现跃迁，进而打破其禁戒状态。在参考文献^[38]中，研究者选用了三能级 Λ 型相干原子系统，通过引入微波场，形成了闭合回路相干增益原子系统，并引入了沿 Z 方向线性变化的耦合场。最后在微波场的作用下，该原子模型系统形成了闭合回路并实现了探测光增益，从而成功实现了单向光放大，具体如图 1-4 所示。

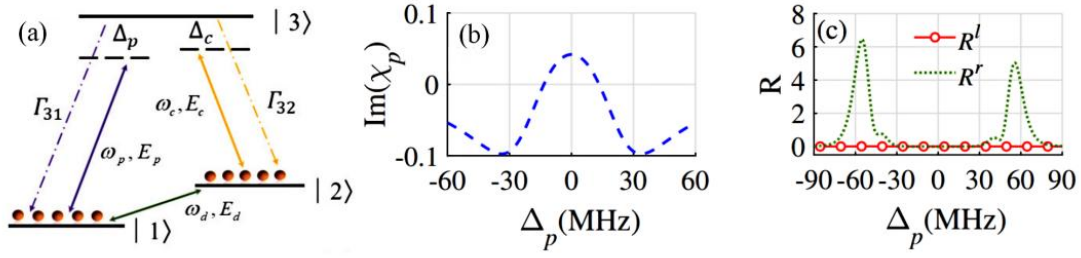


图 1-4 所选用的原子模型系统及其利用微波感应相干实现的效果^[38]。

除强激光场驱动的原子的相干效应研究之外，微波感应相干在量子信息处理、精密测量和量子通信等多个领域展现出其广泛的应用价值^[82-84]。通过对微波场强度、频率等关键参数的精细调整，得以实现对物质系统的精确操控，进而显著提升量子设备的性能，并助力量子技术领域的创新发展。

值得注意的是微波感应相干与真空感应相干都以实现禁戒能级之间跃迁为目的，但相较于真空感应相干，微波感应相干只要微波的频率与能级间隔近似匹配，就能引发这一现象。

第二章 研究的理论工具

2.1 哈密顿量与密度算符

在量子力学领域，系统的整体信息通常通过状态矢量予以表征。但在诸多现实情境中，系统具体所处的量子态往往难以精确确定，而只能知道系统处于不同状态的概率密度。面对这种情形，系统被归类为混合态。在混合态中，对系统性质的描述不仅依赖于量子力学的平均值计算，还需引入系综平均值。在此背景下，系统预期值的计算涉及量子平均与经典平均，其计算公式为：

$$\langle A \rangle = \text{Tr}(\rho \hat{A}) \quad (2.1)$$

在公式 (2.1) 中， $\langle A \rangle$ 则表示由密度矩阵 ρ 给出的量子平均， $\hat{A}$ 为待测的物理量算符， ρ 为系统的密度矩阵， Tr 是矩阵的迹操作，具体为系统的经典统计平均值。密度矩阵 ρ 是描述混合态的核心概念，则定义为：

$$\rho = \sum_i p_i |\psi_i\rangle \langle \psi_i| \quad (2.2)$$

其中， $|\psi_i\rangle$ 是系统可能的量子态， p_i 是对应量子态的几率密度。如果系统处于一个纯态（即确定的量子态），则密度矩阵简化为：

$$\rho = |\psi\rangle \langle \psi| \quad (2.3)$$

接下来，考虑到系统可能处于混合态，密度矩阵的时间演化遵循以下主方程：

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \rho] \quad (2.4)$$

方程 (2.4) 描绘了量子态的演化过程，它考虑了量子力学中的相互作用和演化。然而，方程 (2.4) 不适用于描述耗散过程，因为耗散过程通常涉及系统和外部环境之间的相互作用，导致量子信息的丢失。为了考虑耗散需要引入耗散矩阵。修正得到：

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \rho] - \frac{1}{2} \{\Gamma, \rho\} \quad (2.5)$$

其中， $\{\Gamma, \rho\} = \Gamma\rho + \rho\Gamma$ ， Γ 为耗散矩阵。对于二能级原子系统，其状态函数为 $|\psi\rangle = C_a|a\rangle + C_b|b\rangle$ ，它的密度算符为：

$$\rho = |\psi\rangle \langle \psi| = |C_a|^2 |a\rangle \langle a| + C_a C_b^* |a\rangle \langle b| + C_b C_a^* |b\rangle \langle a| + |C_b|^2 |b\rangle \langle b| \quad (2.6)$$

可以得到矩阵元：

$$\begin{aligned}\rho_{aa} &= \langle a | \rho | a \rangle = |C_a(t)|^2 \\ \rho_{ab} &= \langle a | \rho | b \rangle = C_a(t)C_b^*(t) \\ \rho_{ba} &= \rho_{ab}^* \\ \rho_{bb} &= \langle b | \rho | b \rangle = |C_b(t)|^2\end{aligned}\tag{2.7}$$

ρ_{aa} 和 ρ_{bb} 为原子位于上能级和下能级的几率，由偶极动量算符的期待值可得：

$$\mathbf{p} = C_a C_b^* \mathbf{u}_{ba} + c.c. = \rho_{ab} \mathbf{u}_{ba} + c.c.\tag{2.8}$$

将哈密顿量代入方程（2.5），可得：

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_{aa} &= -\gamma_a \rho_{aa} + i(u_{ab} E \rho_{ba} - c.c.) / \hbar \\ \dot{\rho}_{bb} &= -\gamma_b \rho_{bb} - i(u_{ab} E \rho_{ba} - c.c.) / \hbar \\ \dot{\rho}_{ab} &= -(i\omega + \gamma_{ab}) \rho_{ab} + i u_{ab} E (\rho_{aa} - \rho_{bb}) / \hbar\end{aligned}\tag{2.9}$$

其中 $\gamma_{ab} = (\gamma_a + \gamma_b) / 2$ 、 $E(t) = E \cos(\omega t)$ 。在旋转波近似下，需要将 $\cos(\omega t)$ 换为 $e^{-i\omega t/2}$ 。

2.2 近似方法

2.2.1 电偶极近似

电偶极近似是量子力学和电磁学中常用的一种简化方法，主要用于研究物理系统中的电场相互作用。这个近似假设系统中的电荷分布相对局部，可以将其视为点电偶极矩，从而简化了电场和电偶极矩之间的相互作用。具体来说，电偶极矩 $\mathbf{P}$ 由系统中所有电荷的加权位置矢量组成，其定义为：

$$\mathbf{P} = \sum_i q_i \mathbf{r}_i\tag{2.10}$$

其中， q_i 为第 i 个粒子的电荷， $\mathbf{r}_i$ 为其位置向量。在这个近似值下，我们忽略了高阶多极项（如四极矩、六极矩等），并简化了分析过程，特别适用于弱的外部电场或系统小的情况下。这种近似广泛用于分子光谱学、激光-物质相互作用和粒子-电场相互作用。在这些研究中，由于原子的尺度约为 10^{-10} m ，而光波长通常大于 10^{-7} m ，因此光场在原子尺度上被视为均匀分布，光场对原子的影响可以通过电偶极矩来处理。电偶极相互作用势和磁偶极相互作用势的关系也能进一步验证这一近似的有效性。电偶极相互作用势 U_e 可以表示为：

$$U_e = -eaE \quad (2.11)$$

在 (2.11) 中, 电荷量为 e , 原子的半径为 a , 外部电场的强度为 E 。相比之下, 可以得到磁偶极相互作用势 U_b 为:

$$U_b = -u_B B \quad (2.12)$$

其中, u_B 为玻尔磁子, B 为外部磁场强度。通过比较这两者的相互作用势, 我们可以通过公式 (2.11) 和公式 (2.12) 得到:

$$\frac{U_e}{U_b} = \frac{-eaE}{-u_B B} = \frac{e(\hbar^2 / me^2)E}{B(\hbar e / 2m)} \approx 274 \quad (2.13)$$

结果表明, 电偶极相互作用远大于磁偶极相互作用, 因此在大多数情况下, 磁场对原子的影响可以忽略。电偶极近似在研究光场和原子之间的相互作用中非常重要。它简化了电场的描述, 在特定条件下非常有效。然而, 当电磁波的波长接近原子尺度时, 这一近似可能不再适用, 因此需要谨慎使用。

2.2.2 旋转波近似

旋转波近似是一种常用的简化技术, 在量子力学中广泛用于描述系统与外部电磁场之间的相互作用。在这一近似下, 我们忽略了频率较高的快速振荡项, 因为这些项在长时间尺度上平均为零, 因此不会影响系统的主要行为。具体而言:

单模光场的电场通常以 $E(t) = E_0 \cos(\omega_0 t + \phi)$ 的形式出现, 其中, E_0 是电场的幅值, ω_0 是频率, ϕ 是相位。则我们可以得到二能级系统之间的电偶极矩可以表示为 $d = d_{eg} |e\rangle\langle g| + d_{ge} |g\rangle\langle e| = u(\sigma^+ + \sigma)$, 其中 $|e\rangle\langle g|$ 和 $|g\rangle\langle e|$ 分别是跃迁算符, 表示原子在激发态和基态之间的转变。则得到相互作用表象下的相互作用哈密顿量为:

$$H_I = \frac{1}{2} \hbar \Omega_R [\sigma^+ (e^{i[(\omega+\omega_0)t+\phi]} + e^{-i[(\omega-\omega_0)t+\phi]}) + \sigma (e^{i[(\omega-\omega_0)t+\phi]} + e^{-i[(\omega+\omega_0)t+\phi]})] \quad (2.14)$$

其中, $\Omega_R = -\vec{u} \cdot \vec{E} / 2\hbar$ 是拉比频率。一般而言, 光场频率与原子能级跃迁频率近共振, 因此 $\omega + \omega_0 \gg |\omega - \omega_0|$, 可以忽略高频振荡项 $\omega + \omega_0$, 这种忽略高频振荡项的方法称为旋转波近似。通过这种方法, 模型简化, 计算更可行。旋转波近似通常用于研究激光与物质的相互作用、量子计算中的量子比特操作等物理系统^[85,86]。

2.3 传输矩阵法

传输矩阵法广泛应用于分析周期介质中光学传播。通过计算单个周期或多个周期的传输矩阵，可以获得光在光学晶格中的反射和传输特性。

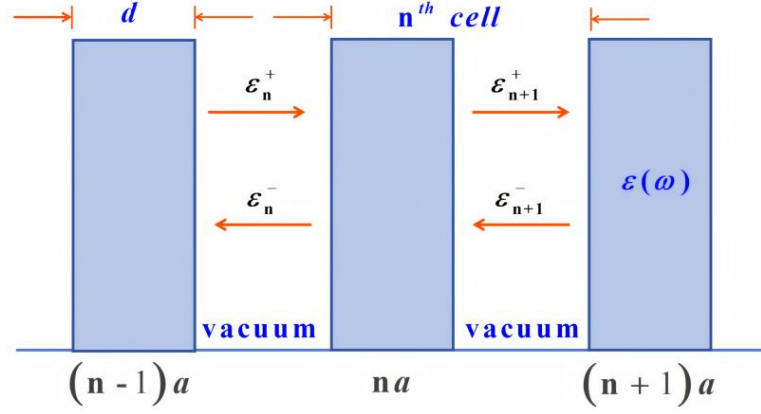


图 2-1 介电函数为 $\varepsilon(\omega)$ 、厚度为 d 的介质层和真空层组交替组成的一维周期结构。其中，

周期长度为 a ， ε_n^+ 和 ε_n^- 分别为前后向电场的振幅。

一束频率为 ω 、波矢为 k 的线偏振电磁波沿着 x 方向传播，经过周期性排列的介质层和真空的组合结构。在此基础上，我们首先分析电磁波在单一周期层中的传播情况，假设电场在位置 x 的表达式为^[87]：

$$E(x, t) = [E^+(x) + E^-(x)]e^{-i\omega t} = [\varepsilon^+ e^{ikx} + \varepsilon^- e^{-ikx}]e^{-i\omega t} \quad (2.15)$$

可以得到其向量形式：

$$E(x) \rightarrow \begin{pmatrix} E^+(x) \\ E^-(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E^+ \\ E^- \end{pmatrix} \Big|_x \quad (2.16)$$

在介质与真空的界面处，电场的传播必须遵循边界条件。这样，电场在各个层之间通过一个矩阵进行连接^[83]。假设左侧层的电场为 E_l ，右侧层的电场为 E_r ，则两者之间的关系可以表示为：

$$\begin{pmatrix} E_r^+ \\ E_r^- \end{pmatrix} \Big|_{x'} = M' \begin{pmatrix} E_l^+ \\ E_l^- \end{pmatrix} \Big|_x \quad (2.17)$$

其中，传输矩阵 M' 表示单一介质层的传播特性。通过该矩阵，我们可以根据电磁波进入介质层之前的电场来计算进入介质层后的电场。对于前向传播的波，其反射和透射的振幅可由此矩阵来求得：

$$T_{lr} = \frac{E_r^+}{E_l^+}, R_{lr} = \frac{E_l^+}{E_l^-} \quad (2.18)$$

对于反向传播的波，其反射和透射的振幅可以表示为：

$$T_{rl} = \frac{E_l^-}{E_r^-}, R_{rl} = \frac{E_r^-}{E_r^+} \quad (2.19)$$

可以得到相应的传输矩阵：

$$M = \frac{1}{T_{rl}} \begin{pmatrix} T_{rl}T_{lr} - R_{rl}R_{lr} & R_{rl} \\ -R_{lr} & 1 \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

考虑一般情况下，若介质层的厚度为 d ，折射率为 n_1 的介质层两侧分别为折射率为 n_2 和 n_3 的介质层，根据文献^[88]，前向波和反向波的反射与透射振幅可通过三个层的折射率来计算得到：

$$\begin{aligned} T_{13} &= \frac{t_{12}t_{23}e^{ikdn_2}}{1 + r_{12}r_{23}e^{2ikdn_2}}, R_{13} = \frac{r_{12} + r_{23}e^{2ikdn_2}}{1 + r_{12}r_{23}e^{2ikdn_2}} \\ T_{31} &= \frac{t_{32}t_{21}e^{ikdn_2}}{1 + r_{12}r_{23}e^{2ikdn_2}}, R_{31} = \frac{r_{23} + r_{12}e^{2ikdn_2}}{1 + r_{12}r_{23}e^{2ikdn_2}} \end{aligned} \quad (2.21)$$

其中 $r_{12} = -r_{21} = (n_1 - n_2)/(n_1 + n_2)$ 、 $t_{12} = 2n_1/(n_1 + n_2)$ 、 $r_{23} = -r_{32} = (n_2 - n_3)/(n_2 + n_3)$ 、 $t_{23} = 2n_2/(n_2 + n_3)$ ，指的是在正入射情况下，两个界面的菲涅耳系数。若两侧为真空介质 ($n_1 = n_3 = 1$)，则传输矩阵可以进一步简化为：

$$M' = \frac{1}{4n_2} \begin{pmatrix} (n_2 + 1)^2 e^{ikdn_2} - (n_2 - 1)^2 e^{-ikdn_2} & (n_2^2 - 1)e^{ikdn_2} - (n_2^2 - 1)e^{-ikdn_2} \\ (n_2^2 - 1)e^{-ikdn_2} - (n_2^2 - 1)e^{ikdn_2} & (n_2 + 1)^2 e^{-ikdn_2} - (n_2 - 1)^2 e^{ikdn_2} \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

同样公式 (2.17) 简化为

$$\begin{pmatrix} E_r^+(x+d) \\ E_r^-(x+d) \end{pmatrix} = M' \begin{pmatrix} E_l^+(x) \\ E_l^-(x) \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

公式 (2.22) 和公式 (2.23) 描述了光在厚度为 d 的单个均匀介质层中的传播。对于 N 个周期层的传播，可以使用这两个公式进行计算。在第 n 层时，电场根据公式 (2.15) 来确定：

$$E_n(x, t) = [E_n^+(x) + E_n^-(x)]e^{-i\omega t} = [\mathcal{E}_n^+ e^{ikx} + \mathcal{E}_n^- e^{-ikx}]e^{-i\omega t} \quad (2.24)$$

两个相邻周期层之间的电场关系可以通过介质表面的边界条件得到。根据公式 (2.23)，第 $n+1$ 层的电场为：

$$\begin{pmatrix} E_{n+1}^+ \\ E_{n+1}^- \end{pmatrix} \bigg|_{x=na+d/2} = M' \begin{pmatrix} E_n^+ \\ E_n^- \end{pmatrix} \bigg|_{x=na-d/2} \quad (2.25)$$

进而我们可以得到第 n 层中真空层两侧的电场为：

$$\begin{pmatrix} E_{n+1}^+ \\ E_{n+1}^- \end{pmatrix} \bigg|_{x=(n+1)a-d/2} = \begin{pmatrix} e^{ik(a-d)} & 0 \\ 0 & e^{-ik(a-d)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{n+1}^+ \\ E_{n+1}^- \end{pmatrix} \bigg|_{x=na+d/2} = M \begin{pmatrix} E_n^+ \\ E_n^- \end{pmatrix} \bigg|_{x=na-d/2} \quad (2.26)$$

公式 (2.26) 中的 M 是单个周期层的传输矩阵，其表达式为：

$$M = \begin{pmatrix} e^{ik(a-d)} & 0 \\ 0 & e^{-ik(a-d)} \end{pmatrix} \cdot M' \quad (2.27)$$

光在周期性结构中的传播类似于电子在晶格中的传播，因此光的传播同样遵循布洛赫定理。根据布洛赫定理，描述光子特性的电场在界面处必须满足：

$$E_{n+1}(x+a) = e^{ika} E_n(x) \quad (2.28)$$

光子的相位空间变化由布洛赫波矢 κ 决定，那么在界面处的前后向场关系为：

$$\begin{pmatrix} E_{n+1}^+ \\ E_{n+1}^- \end{pmatrix} \bigg|_{x=(n+1)a-d/2} = \begin{pmatrix} e^{ika} & 0 \\ 0 & e^{-ika} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_n^+ \\ E_n^- \end{pmatrix} \bigg|_{x=na-d/2} \quad (2.29)$$

结合公式 (2.26) 和 (2.27)，进而得到以下的表达式：

$$\left[M - \begin{pmatrix} e^{ika} & 0 \\ 0 & e^{-ika} \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} E_n^+ \\ E_n^- \end{pmatrix} \bigg|_{x=na-d/2} = 0 \quad (2.30)$$

公式 (2.30) 存在非零解的条件是系数矩阵的行列式为零，进而得到：

$$e^{2ika} - \text{Tr}(M)e^{ika} + 1 = 0 \quad (2.31)$$

求解上面公式 (2.31)，得到布洛赫波矢关系：

$$\cos(\kappa a) = \frac{1}{2} \text{Tr}(M) \quad (2.32)$$

从公式 (2.32) 可以看出，当频率满足 $|\text{Tr}(M)|/2 \leq 1$ 时， κ 解为实数，表示布洛赫波的传播解；而当 $|\text{Tr}(M)|/2 > 1$ 时， κ 为复数，即 $\kappa = \kappa' + i\kappa''$ ，对应布洛赫波的衰减解。波的衰减意味着入射波与光子晶体的传播解不匹配，波在传播过程中迅速衰减，因此该频率区域不能传播，形成光子带隙^[82]。解决周期介质光传播特性的关键是求解单个周期的传输矩阵 M ，并通过公式 (2.32) 判断带隙的形成。通过单周期的传输矩阵，可以方便地得到多个周期的总传输矩阵，表示为 N 个周期的传输矩阵，具体参考文献^[88]。

$$M_N = M \cdot M \cdots M = M^N \quad (2.33)$$

传输矩阵法的分析和计算适用于任何周期性结构中的光传播。我们可以借助单周期和多周期传输矩阵的计算方法确定光学晶格的带隙结构，并且得到光从介质两侧入射的左右反射系数与透射系数的表达式为：

$$r_l = \frac{M_N(1,2)}{M_N(2,2)}, r_r = \frac{M_N(2,1)}{M_N(2,2)}, t_p = \frac{1}{M_N(2,2)} \quad (2.34)$$

并得到相对应的左右反射率及透射率为：

$$\begin{aligned} R_l &= |r_l|^2 = \left| \frac{M_N(1,2)}{M_N(2,2)} \right|^2, \\ R_r &= |r_r|^2 = \left| \frac{M_N(2,1)}{M_N(2,2)} \right|^2, \\ T &= |t_p|^2 = \left| \frac{1}{M_N(2,2)} \right|^2. \end{aligned} \quad (2.35)$$

公式（2.35）用于描述光在介质中传播的透射和反射特性。特别地，在各向同性的介质中，光从介质左右两侧入射的反射是具有对称性的，即 $R_l = R_r$ 。

第三章 一维准周期缺陷原子晶格中非互易反射

3.1 理论模型与计算

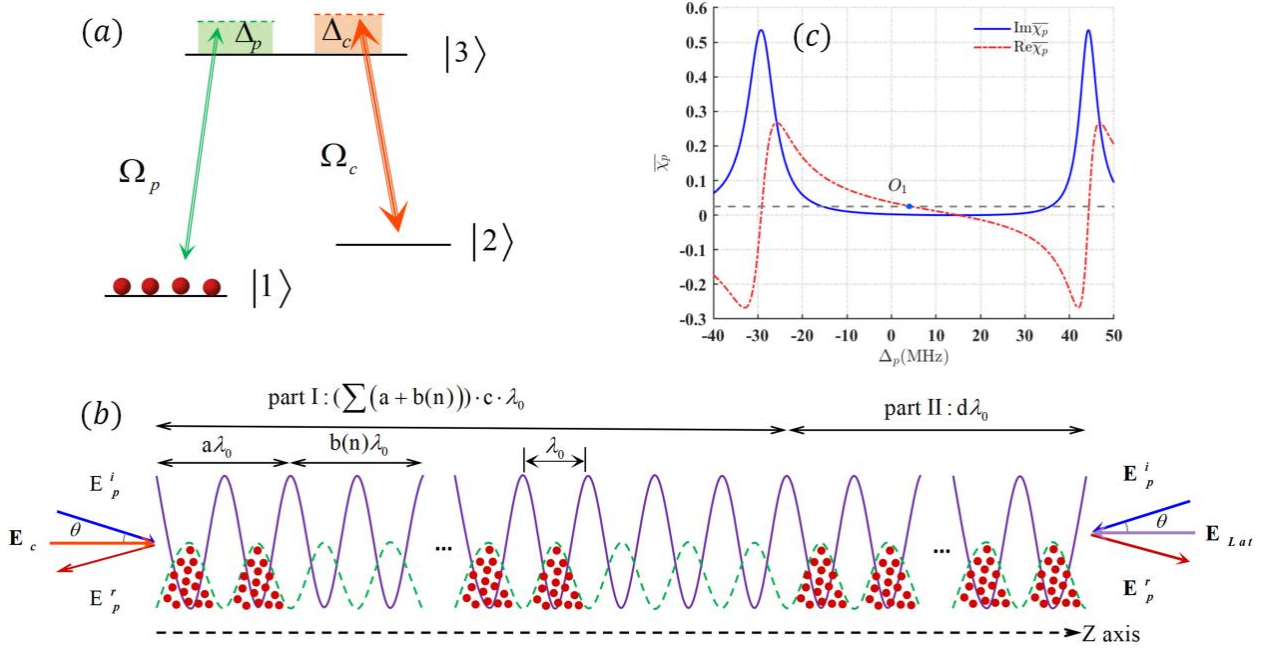


图3-1 (a) 三能级Lambda模型相干原子系统； (b) 一维准周期缺陷原子晶格与相干光场的作用； (c) 一个满晶格周期中探测场平均极化率实部 $\text{Re}\overline{\chi_p}$ 和虚部 $\text{Im}\overline{\chi_p}$ 随失谐的变化及其与 $-2\Delta\lambda_{Lat}/\lambda_{Lat} \approx 0.0023$ 的交点。

激光场和原子相干作用构成三能级 Lambda 型相干原子系统，如图 3-1 (a) 所示。强耦合场频率（强度） $\omega_c(\bar{E}_c)$ 和弱探测场频率（强度） $\omega_p(\bar{E}_p)$ 分别作用在偶极允许的跃迁能级 $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 和 $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 上，对应的拉比频率分别为 $\Omega_c = (\bar{E}_c \cdot \bar{d}_{23})/2\hbar$ 和 $\Omega_p = (\bar{E}_p \cdot \bar{d}_{13})/2\hbar$ ，失谐分别为 $\Delta_c = \omega_c - \omega_{32}$ 和 $\Delta_p = \omega_p - \omega_{31}$ 。其中 $\bar{d}_{ij}$ 和 ω_{ij} 分别对应量子化的电偶极矩以及能级之间的跃迁频率。在强耦合场的耦合下，探测场在近共振处出现电磁感应透明的现象，这在图 3-1 (c) 中的探测场极化率的虚部中得到了展示。如图 3-1 (b) 所示，将冷的 ^{87}Rb 原子俘获一维光晶格中，利用激光将某些特定晶格中的原子驱动出去，构成缺陷原子晶格。这里，将整个缺陷原子晶格分成两部分：第一部分包括 c 个周期，每个周期由 a 个满晶格和 $b(n)$ 个空晶格交替组成，其中， $b(n)$ 由斐波那契数列 $b(n) = b(n-1) + b(n-2)$, $n \geq 2$, $b(0) = 0$, $b(1) = 1$ 调制。第二部分

由 1500 个连续满晶格组成。在相互作用绘景下通过电偶极近似和旋转波近似，我们可求得激光场与原子相互作用的哈密顿量：

$$H = -\hbar \begin{bmatrix} 0 & 0 & \Omega_p^* \\ 0 & \Delta_c - \Delta_p & \Omega_c^* \\ \Omega_p & \Omega_c & -\Delta_p \end{bmatrix} \quad (3.1)$$

将方程 (3.1) 带到密度矩阵方程 $\dot{\rho} = -i[H, \rho]/\hbar + \Lambda\rho$ 中，可以得到：

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11} &= \Gamma_{31}\rho_{33} + i\Omega_p^*\rho_{31} - i\Omega_p\rho_{13} \\ \dot{\rho}_{22} &= \Gamma_{32}\rho_{33} + i\Omega_c^*\rho_{32} - i\Omega_c\rho_{23} \\ \dot{\rho}_{12} &= (i\Delta_p - i\Delta_c - \gamma_{12})\rho_{12} + i\Omega_p^*\rho_{32} - i\Omega_c\rho_{13} \\ \dot{\rho}_{13} &= (i\Delta_p - \gamma_{13})\rho_{13} + i\Omega_p^*(\rho_{33} - \rho_{11}) - i\Omega_c^*\rho_{12} \\ \dot{\rho}_{23} &= (i\Delta_c - \gamma_{23})\rho_{23} + i\Omega_c^*(\rho_{33} - \rho_{22}) - i\Omega_p^*\rho_{21} \end{aligned} \quad (3.2)$$

根据定义，密度矩阵元素 $\rho_{ij} = \langle i|\rho|j\rangle$ 是能级 $|i\rangle$ 和 $|j\rangle$ 的原子相干项。上述方程满足粒子数守恒、共轭条件和稳态条件，即 $\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} = 1$ ， $\rho_{ij} = \rho_{ji}^*$ ， $\dot{\rho}_{ij} = 0$ 。在弱场近似下求得稳态时能级 $|3\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 之间的粒子数：

$$\rho_{31} = \frac{i\Omega_p [(i\Delta_p - i\Delta_c) + \gamma_{21}]}{|\Omega_c|^2 + (i\Delta_p + \gamma_{31})(i\Delta_p - i\Delta_c + \gamma_{21})} \quad (3.3)$$

进而，我们可以得到探测场的极化率表达式：

$$\begin{aligned} \chi_p(z) &= \text{Re}(\chi_p) + i\text{Im}(\chi_p) \\ &= \frac{N_k(z)|\bar{d}_{13}|^2}{\epsilon_0\hbar} \left[\frac{i[(i\Delta_p - i\Delta_c) + \gamma_{21}]}{|\Omega_c|^2 + (i\Delta_p + \gamma_{31})(i\Delta_p - i\Delta_c + \gamma_{21})} \right] \end{aligned} \quad (3.4)$$

其中 γ_{ij} 为各能级间的退相干速率，满足关系式 $\gamma_{ij} = (\Gamma_i + \Gamma_j)/2$ ， Γ_i 和 Γ_j 为自发辐射弛豫速率，满足关系式 $\Gamma_i = \sum_m \Gamma_{im}$ 和 $\Gamma_j = \sum_m \Gamma_{jm}$ 。在探测场极化率的公式中，粒子数密度随着晶格的变化而变化，其表达式为：

$$N_k(z) = \frac{N_0\lambda_0}{\sigma_z\sqrt{2\pi}} \cdot e^{[-(z-z_0)^2/2\sigma_z^2]} \quad (3.5)$$

N_0 为平均粒子数密度， $\sigma_z = \lambda_{Lat}/(2\pi\sqrt{\eta})$ 为高斯分布的半高宽， z_0 是第 k 个晶格周期的中心位置，常数因子 $\eta = 2U_0/(k_B T)$ 取决于捕获深度 U_0 和温度 T 。参考实验数据^[89]，我们选择 $N_0 = 7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ，这样两个原子之间的平均距离大于原子尺度，原子间

相互作用可忽略。光晶格是由波长 $\lambda_{Lat} = 2\lambda_0$ 的红失谐激光沿 z 轴反射形成的， λ_0 是一个光晶格周期的长度。探测场以波长 λ_p 相对于 z 轴以小角度 θ ($\theta \approx 1^\circ \sim 2^\circ$) 入射。则有效的红失谐波长和入射光波长分别为 λ_{Lat0} 和 λ_{p0} ，并且它们之间满足关系式 $\cos \theta = \lambda_p / \lambda_{Lat} = \lambda_{p0} / \lambda_{Lat0}$ ，即 $\lambda_{Lat} > \lambda_{p0}$ 能够成功将原子俘获在光晶格中^[90]。并由 $\lambda_{Lat0} / \lambda_{Lat} = \lambda_{p0} / \lambda_p = n_p$ ，相应地， $\Delta\lambda_{Lat} = \lambda_{Lat} - \lambda_{Lat0}$ 为几何布拉格失谐。当探测光在介质中传播满足布拉格散射则能够形成很好的反射带，此时，可进一步得到极化率与几何布拉格失谐的关系：

$$\chi_p' + i\chi_p'' \approx \frac{-2\Delta\lambda_{Lat}}{\lambda_{Lat}} \quad (3.6)$$

由方程 (3.6) 可知，反射带的形成要求极化率实部与几何布拉格失谐的交点应位于电磁感应透明窗口处或大失谐处。这里，我们主要关注位于 EIT 窗口处的反射带。如图 3-1 (c) 所示，反射带将围绕在 O_I 点周围出现。接下来，我们将深入讨论如何设置和优化参数，以实现完美的非互易反射带。相应地，空间周期性折射率为 $n_p(z_j) = \sqrt{1 + \chi_p(z)}$ 。与此同时，我们把每一个满晶格周期性分成 100 层，折射率 $n_p(z_j)$ 决定了光在第 j 质层介质两侧界面的菲涅尔系数^[91]。利用菲涅尔系数可求解每一层的传输矩阵，用以描述探测光的反射和透射特性^[92,93]，得第 j 层 2×2 传输矩阵 $m_f(z_j)$ 的公式为：

$$m_f(z_j) = \frac{1}{t_p(z_j)} \begin{bmatrix} t_p(z_j)^2 - r_p(z_j)^2 & r_p(z_j) \\ -r_p(z_j) & 1 \end{bmatrix} \quad (3.7)$$

通过每一层的折射率 $n_p(z_j)$ ，我们可以得到相应的透射系数 $t_p(z_j)$ 和反射系数 $r_p(z_j)$ 。则每个满晶格的总传输矩阵为：

$$M_f = \prod_{j=1}^{100} m_f(z_j) \quad (3.8)$$

由于空晶格中的折射率 $n_v = 1$ ，相应的传输矩阵可以表示为：

$$M_v = \frac{1}{t_p(z)} \begin{bmatrix} t_p(z)^2 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{ika_0} & 0 \\ 0 & e^{-ika_0} \end{bmatrix} \quad (3.9)$$

长度 $L = \sum_n^k [a + b(n)] \cdot c\lambda_0 + d\lambda_0$ 准周期缺陷原子晶格总的传输矩阵可表示为：

$$M_d = \left[\sum_n^k (M_f)^a \cdot (M_v)^{b(n)} \right]^c \cdot (M_f)^d \quad (3.10)$$

光从介质两侧入射的反射系数 r_l ， r_r 和透射系数 t_p 分别为：

$$r_l = \frac{M_d(1,2)}{M_d(2,2)}, r_r = \frac{M_d(2,1)}{M_d(2,2)}, t_p = \frac{1}{M_d(2,2)} \quad (3.11)$$

相应的左右两侧反射率 R_l ， R_r 和透射率 T 分别为：

$$\begin{aligned} R_l &= |r_l|^2 = \left| \frac{M_d(1,2)}{M_d(2,2)} \right|^2, \\ R_r &= |r_r|^2 = \left| \frac{M_d(2,1)}{M_d(2,2)} \right|^2, \\ T &= |t_p|^2 = \left| \frac{1}{M_d(2,2)} \right|^2. \end{aligned} \quad (3.12)$$

接下来，我们将深入讨论如何设置和优化参数，以实现完美的非互易反射带。左右反射的非互易程度可以通过对比度进一步判定，如下

$$C_R = \left| \frac{R_l - R_r}{R_l + R_r} \right|. \quad (3.13)$$

不难看出，对比度 $0 \leq C_R \leq 1$ ，当左反射为 0 时， $C_R = 1$ 达到完美非互易，即可实现单向反射的操控。本论文的第一个工作基于三能级 Lambda 型原子模型系统，通过数值模拟研究一维缺陷原子晶格中非互易反射光的传播特性。

3.2 数值模拟与分析

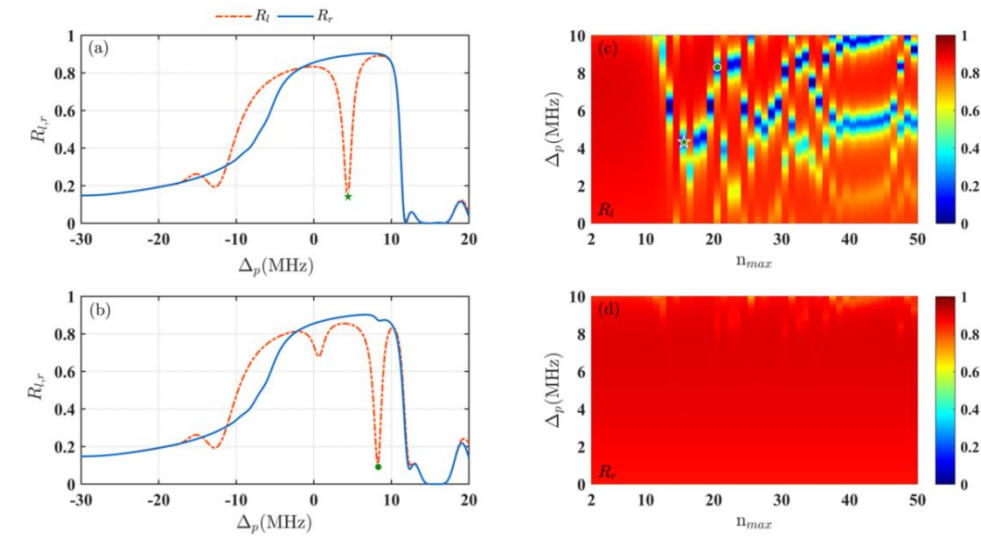


图3-2 (a) 和 (b) 展示了左右反射率 $R_{l,r}$ 随失谐 Δ_p 的变化，分别对应 $n \in [1, 15]$ 和 $n \in [1, 20]$ ；(c) 和 (d) 展示了左右反射率 $R_{l,r}$ 随失谐 Δ_p 和斐波那契数列数量 $b(n)$ 中最大值 n_{max} 的变化。其

他参数: $\eta = 5$, $a = 40$, $c = 1$, $d = 1500$, $\gamma_{31} = 6\text{MHz}$, $\gamma_{21} = 0.001\text{MHz}$, $\Delta_c = 15\text{MHz}$,
 $\Omega_c = 36\text{MHz}$, $\lambda_{Lat0} = 781\text{nm}$, $\lambda_{p0} = 780.24\text{nm}$, $\Delta\lambda_{Lat} = -0.9\text{nm}$, $N_0 = 7 \times 10^{11}\text{cm}^{-3}$,
 $\bar{d}_{13} = 1.0357 \times 10^{-29}\text{C} \cdot \text{m}$, $\epsilon_0 = 8.8541878 \times 10^{-12}$ 。

我们首先考虑第一部分中只有一个周期 ($c = 1$) 的无序缺陷原子晶格, 这里取 $a = 40$, $d = 1500$ 。图 3-2 (a) 和 (b) 分别展示了 $n \in [2, 16]$ 和 $n \in [2, 21]$ 时, 探测光从介质两侧入射的左反射率 (红色虚线) 和右反射率 (蓝色实线) 随失谐的变化。由于空晶格出现在第一部分, 使得整个介质的空间对称性被破坏, 从而左右反射不再互易。并且随着 n 值的增大, 非互易的区域也向右发生频移且非互易性略有增强。为了进一步探究非互易性的规律, 接下来, 我们在图 3-2 (c) 和图 3-2 (d) 中分别展示了左右反射率随探测场失谐和斐波那契数列最大值对应的 $n_{\max}$ 的变化 ($n \in [2, n_{\max}]$)。可见, 非互易的频率域随着 $n_{\max}$ 的增大, 蓝移和红移交替出现, 且可由一个非互易区域变成两个。但非互易性变化仍不明显, 主要是因为, 在 $n < 8$ 时 $b(n)$ 的值还不足 20, 因此, 单个周期 n 值较小时缺陷对介质空间对称的破坏性较弱。另外, 非互易频率域出现红移和蓝移的交替是由于探测光在第一部分部分传播时要满足布拉格条件:

$$\frac{\omega_p}{c_0} \left[\sum_n^k \left[\overline{a n_p(z)} + b(n) n_v \right] \cdot c \cdot \lambda_0 \right] = m\pi. \quad (3.14)$$

其中 c_0 为真空中的光速、任意正整数 m 和满晶格的平均折射率 $\overline{n_p(z)}$ 。由于 $\overline{n_p(z)} > n_v = 1$, $a \cdot \overline{n_p(z)} + b(n) \cdot n_v < (a + b(n)) \cdot \overline{n_p(z)}$ 。这意味着当一些满晶格被空晶格代替时, 光程将减小; 则频率 ω_p 应该增大, 对应于 Δ_p ($\Delta_p = \omega_p - \omega_{31}$) 增大以满足布拉格条件。而布拉格条件是周期性的, 所以非互易窗口也呈周期性的变化。

为了进一步研究斐波那契数列的分布对探测光非互易性的调制。接下来将对每个准周期中斐波那契数列的个数、满晶格数量以及周期数等进行调节, 绘制左右反射率随探测场及耦合场失谐的变化情况。通过图 3-2 结果可知少量的空晶格不足以造成极大的对称破缺效应, 探测光从介质两侧入射的非互易性较差。加强对称破缺效应的根本途径是巧妙设计和增加空晶格数量, 这可以通过设计参数 n , a 和 c 来调制。

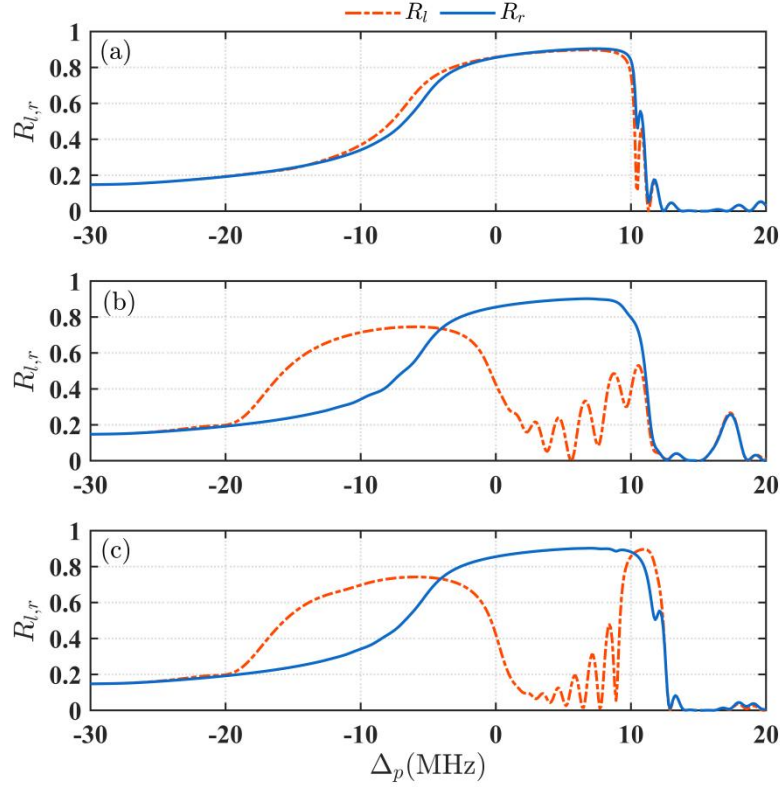


图 3-3 左右反射率 $R_{l,r}$ 随失谐 Δ_p 的变化，其中图 (a) $n \in [2, 7]$ ；图 (b) $n \in [8, 13]$ ；图 (c) $n \in [8, 17]$ 。相关参数： $c=10$ 。其他参数如图 3-2 所示。

首先，将准周期数 c 增大到 10，分析每个准周期中斐波那契数量变化对左右反射非互易的影响。对比图 3-3 (a) 和图 3-3 (b)，每个准周期中出现 6 组斐波那契数列，但每组中由于 n 值不同导致 $b(n)$ 的值也不同。结果表明， n 的取值范围较小时，左右反射的非互易性并不明显。当 n 的取值范围由 $n \in [2, 7]$ 增大到 $n \in [8, 13]$ 时非互易性明显增大。可见，只有空晶格的数量足够多才会对原子晶格的对称性产生破坏，导致光场传播的非互易性。值得强调的是，由于缺陷部分是周期性出现的，当满足布拉格散射条件时在相应的频率域仍可以形成反射带。因此，左右反射非互易的本质是左反射带发生频移，而右侧反射带不受缺陷部分影响保持不变。接着，在左右反射带分开的基础上，增大 n 的取值范围 $n \in [8, 17]$ 时。如图 3-3 (c) 所示，在频率范围 $\Delta_p \in (0, 10\text{MHz})$ 内，相比于图 3-3 (b) 左侧反射率明显降低。即，非互易性有所增强。考虑到布拉格条件的周期性， n 的取值范围线性增加将周期性调制非互易。因此，在 $n \in [8, 17]$ 的情况下将对其他参量进行调制。

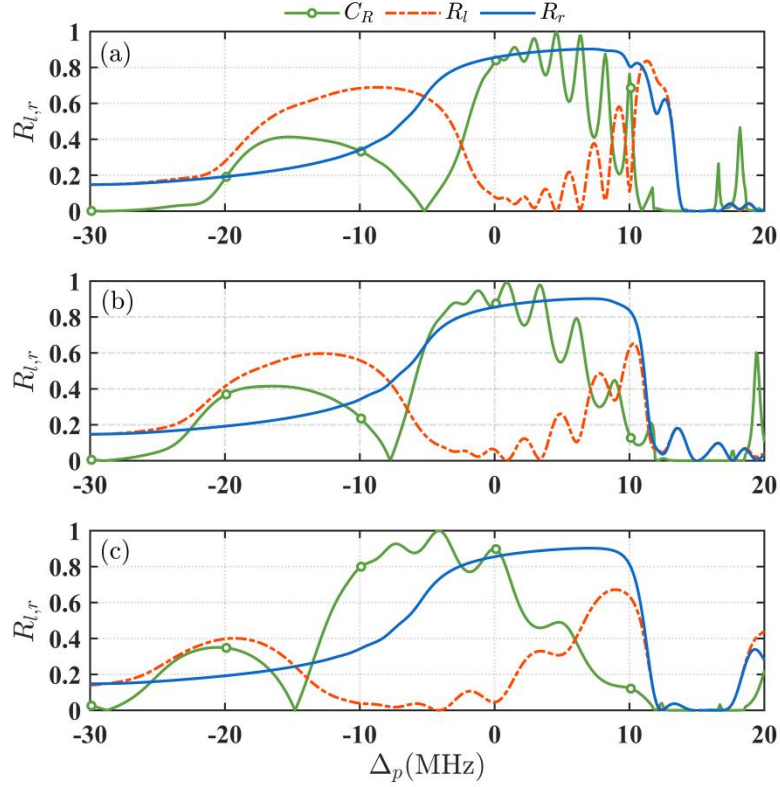


图 3-4 左右反射率 $R_{l,r}$ 和对比度 C_R 随失谐 Δ_p 的变化，其中图（a）取 $a=30$ ；图（b） $a=20$ ；图（c） $a=10$ 。相关参数： $n \in [8, 17]$ ， $c=10$ 。其他参数如图 3-2 所示。

接下来，我们将进一步考虑每个准周期中满晶格数量 a 变化对左右反射非互易的调制。如图 3-4 所示，随着 a 值的减小左反射带产生蓝移现象并呈现降低的趋势，同时新的反射带逐渐形成。这是由于探测光在准周期结构的原子晶格中传播，不同频率域内周期性满足布拉格条件所致。可见， a 和 n 是布拉格条件的关键参数，公式（3.14）可以清楚地得到对带隙的周期性调制，这导致左反射带周期性地与右反射带错开。特别地，当 a 值较大时带隙未能完成很好的错位， a 值较小时虽然能够完美的错位，但新的带隙也已形成。参考左右反射的对比度和非互易频率范围，我们将选择 $a=20$ 时对左右反射的非互易性进一步优化。

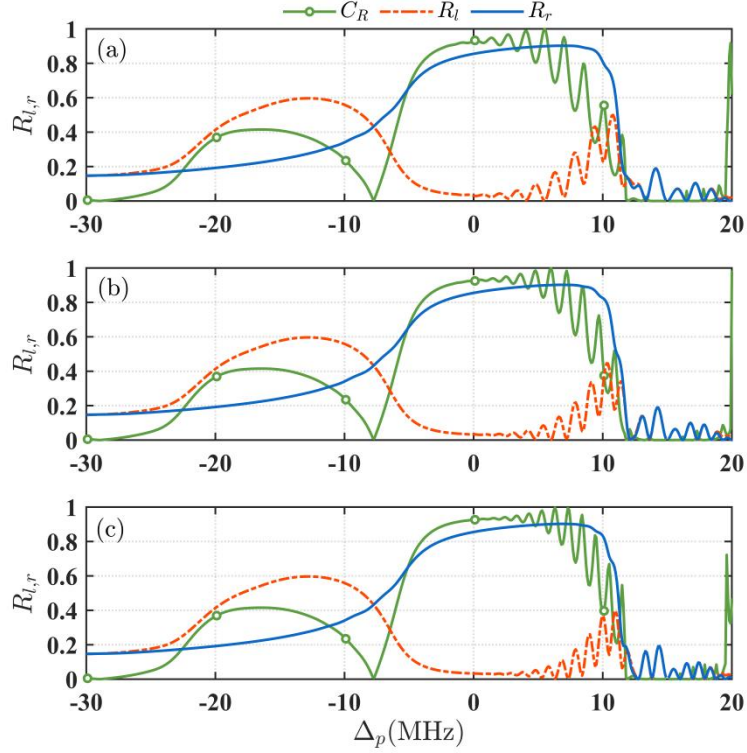


图 3-5 左右反射率 $R_{l,r}$ 和反射对比度 C_R 随失谐 Δ_p 的变化，其中图 (a) 取 $c=20$ ；图 (b) 取 $c=25$ ；图 (c) 取 $c=30$ 。相关参数： $n \in [8, 17]$ ， $a=20$ 。其他参数如图 3-2 所示。

接下来，在图 3-4 (b) 的基础上增大准周期数 c 的值，图 3-5 清晰的展示了左右反射和对比度随着周期数 c 的变化规律。由图 3-5 (a) 可见，当 $c=20$ 时，在 $\Delta_p \in (-5\text{MHz}, 5\text{MHz})$ 的频率范围内可以实现对比度高达 90% 的非互易反射区。我们更加期待增大非互易反射的频率范围，因此，继续增大 c 值试图降低左反射率。由图 3-5 (b) 和 (c) 可见，随着 c 值的增大非互易区域的左反射率在降低。值得注意的是，左反射带没有明显的频移现象。可见，准周期数对带隙的位置几乎不影响，但能够很好的抑制左反射率。此时非互易反射区可增大到 $\Delta_p \in (-5\text{MHz}, 7\text{MHz})$ 。

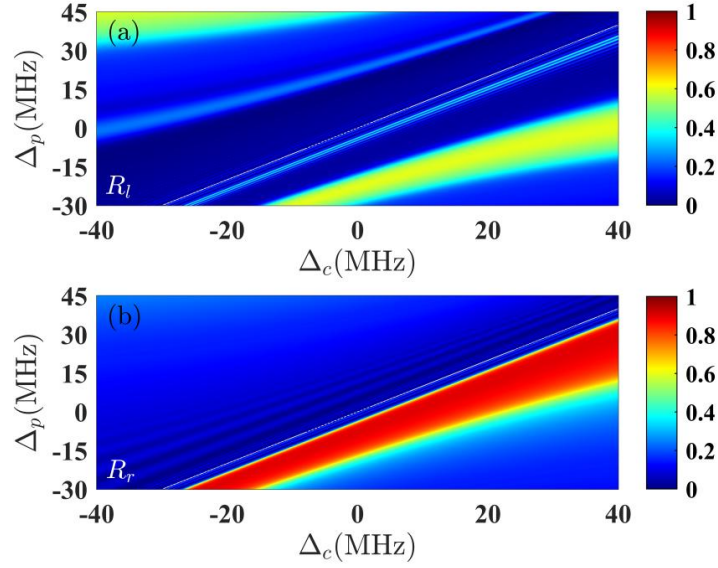


图 3-6 (a) 左反射率 R_l 和 (b) R_r 随探测场失谐 Δ_p 和强耦合场失谐 Δ_c 的变化。相关参数：

$$n \in [8, 17], \quad a = 20, \quad c = 30. \quad \text{其他参数如图 3-2 所示。}$$

在对单个准周期中满晶格数量 a 、斐波那契数列 $b(n)$ 和准周期数 c 进行优化后，我们已经得到对比度高于 90%，带宽频率域大于 10MHz 的非互易反射。进一步地，考虑强耦合场失谐 Δ_c 对非互易反射的调制。我们绘制了左右反射率随 Δ_c 和 Δ_p 的变化，在图 3-6 (a) 和 (b) 中。不难发现，在完美的右反射带频率域内，红移左反射带已经完全和右反射带错开，而再次满足布拉格条件形成的新反射带也未进入右反射带的频率域。另外，随着 Δ_c 的增大非互易反射频率域发生蓝移，且范围明显增大。这样，可以通过对耦合场失谐的设置调节非互易反射的位置、宽度等，使得该系统中非互易光传播的操控更加灵活。

3.3 小结

总之，我们提出了一种一维准周期缺陷原子晶格，创新性地用斐波那契数列调控空晶格的分布，实现非互易反射的操控。在这种特殊的缺陷原子晶格中，通过优化每个准周期中满晶格数量 a ，空晶格数量 $b(n)$ 和准周期的周期数 c ，可以实现对比度高于 90%，带宽大于 10MHz 的非互易反射区。进一步地，通过改变耦合场的失谐能够有效的调制左右反射带的频率范围和宽度等，使得非互易光传播的的操控更具灵活性。我们的结果为高品质光学二极管、隔离器以及循环器等新型非互易光子器件的设计提供了理论依据，在量子计算和信息处理中具有潜在的应用价值。

第四章 一维缺陷原子晶格中宽带单向反射放大

在第三章中，我们对简单的三能级 Lambda 型原子模型系统进行了研究，在 1D 缺陷原子晶格中实现了单向反射光。接下来，我们在第二个工作中通过引入微波场，使相干原子系统构成闭合回路，使探测光被放大。进而基于一维缺陷原子晶格在闭合回路相干增益原子系统中研究非互易反射光放大的特性。

4.1 理论模型与计算

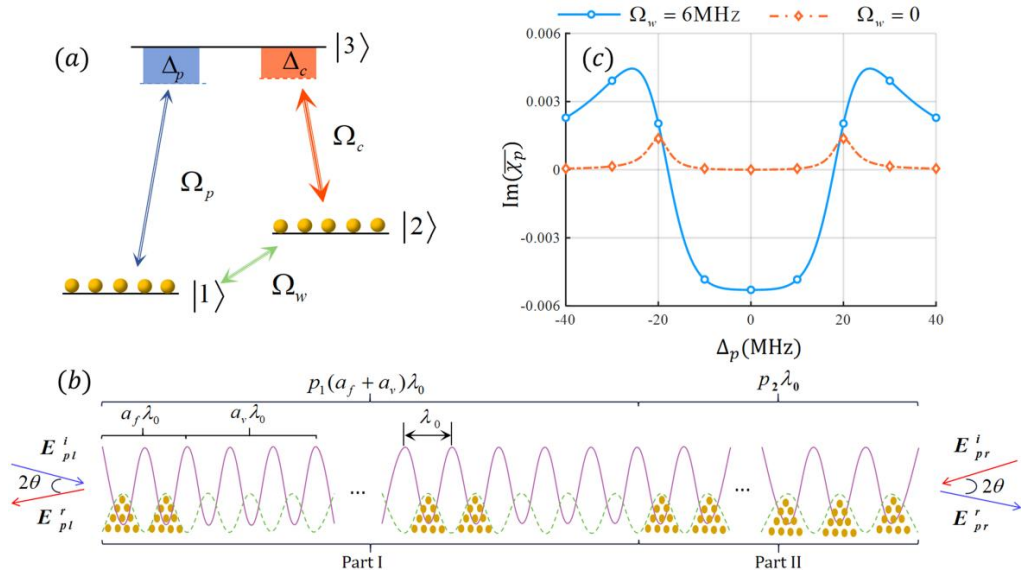


图4-1 (a) 三能级 Δ 型相干增益原子系统；(b) 在存在或不存在微波场作用的情况下，平均极化率虚部 $\text{Im}(\overline{\chi_p})$ 随失谐 Δ_p 的变化；(c) 一维缺陷原子晶格与相干光场的作用。其他参数：

$$a_f = 2, \quad a_v = 45, \quad p_1 = 13, \quad p_2 = 35, \quad \Gamma_{31} = \Gamma_{32} = 5.75 \text{ MHz}, \quad \Delta_c = 0, \quad \Omega_c = 20 \text{ MHz},$$

$$\Omega_p = 0.3 \text{ MHz}, \quad \Omega_w = 6 \text{ MHz}, \quad \lambda_{Lat} = 796.8 \text{ nm}, \quad \lambda_{31} = 794.978 \text{ nm}, \quad \Delta\lambda_{Lat} = 0.9 \text{ nm},$$

$$N_0 = 7 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}, \quad \bar{d}_{13} = 1.0357 \times 10^{-29} \text{ C} \cdot \text{m}, \quad \varepsilon_0 = 8.8541878 \times 10^{-12}.$$

如图 4-1 (a) 所示，冷的 ^{87}Rb 原子通过弱探测场、强耦合场和微波场被驱动到一个封闭的三能级 Δ 型系统。我们可以假设探测场与耦合场的拉比频率（失谐）分别为 $\Omega_p = \bar{E}_p \cdot \bar{d}_{13} / 2\hbar (\Delta_p = \omega_{31} - \omega_p)$ 和 $\Omega_c = \bar{E}_c \cdot \bar{d}_{23} / 2\hbar (\Delta_c = \omega_{32} - \omega_c)$ ，分别作用于偶极跃迁 $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 和 $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 。同样的我们也可以得到微波场的拉比频率（失谐）为 $\Omega_w = \bar{E}_w \cdot \bar{d}_{12} / 2\hbar (\Delta_w = \omega_{21} - \omega_w = 0)$ ，耦合了偶极禁戒跃迁 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 。 $\bar{d}_{ij} = \langle i | d | j \rangle$ 用来

表示跃迁 $|i\rangle \leftrightarrow |j\rangle$ 的电偶极矩。在我们的相干主动原子系统中，由于微波场的帮助，探测场可以在封闭的回路跃迁中被放大，这在图 4-1 (b) 中通过探测场的极化率虚部展示出来。图 4-1 (c) 展示了一维缺陷原子晶格 (1D DAL)，它被设计成两个周期性结构部分：第一部分的周期为 p_1 ，由 a_f 个满晶格和 a_v 个空晶格组成；第二部分的周期为 p_2 ，全部为满晶格。该光晶格是由波长为 $\lambda_{Lat} = 2\lambda_0$ 的红失谐驻波场形成的，其中 λ_0 为晶格周期。因此，光晶格的总长度 $L = S\lambda_0$ ，其中 $S = (a_f + a_v)p_1 + p_2$ 。在电偶极近似和旋转波近似下，原子与场的相互作用哈密顿量可以表示为：

$$H = -\hbar \begin{pmatrix} 0 & \Omega_w^* & \Omega_p^* \\ 0 & \Delta_p - \Delta_c & \Omega_c^* \\ \Omega_p & \Omega_c & \Delta_p \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

将哈密顿量代入 $\dot{\rho} = -i[H, \rho]/\hbar + \Lambda\rho$ ，我们可以得到以下的密度矩阵方程：

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11} &= \Gamma_{31}\rho_{33} + i\Omega_p^*\rho_{31} - i\Omega_p\rho_{13} + i\Omega_w^*\rho_{21} - i\Omega_w\rho_{12} \\ \dot{\rho}_{22} &= \Gamma_{32}\rho_{33} + i\Omega_c^*\rho_{32} - i\Omega_c\rho_{23} + i\Omega_w\rho_{12} - i\Omega_w^*\rho_{21} \\ \dot{\rho}_{12} &= (i\Delta_p - i\Delta_c - \gamma_{12})\rho_{12} + i\Omega_p^*\rho_{32} - i\Omega_c\rho_{13} + i\Omega_w^*(\rho_{22} - \rho_{11}) \\ \dot{\rho}_{13} &= (i\Delta_p - \gamma_{13})\rho_{13} + i\Omega_p^*(\rho_{33} - \rho_{11}) - i\Omega_c^*\rho_{12} + i\Omega_w^*\rho_{23} \\ \dot{\rho}_{23} &= (i\Delta_c - \gamma_{23})\rho_{23} + i\Omega_c^*(\rho_{33} - \rho_{22}) - i\Omega_p^*\rho_{21} + i\Omega_w\rho_{13} \end{aligned} \quad (4.2)$$

根据定义，密度矩阵元素 $\rho_{ij} = \langle i|\rho|j\rangle$ 是能级 $|i\rangle$ 和 $|j\rangle$ 的原子相干项。上述方程满足粒子数守恒、共轭条件和稳态条件，即 $\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} = 1$ ， $\rho_{ij} = \rho_{ji}^*$ ， $\dot{\rho}_{ij} = 0$ 。此外， γ_{ij} 为各能级间的退相干速率，并可由以下各式确定：

$$\begin{aligned} \gamma_{12} &= \gamma_{21} = 0 \\ \gamma_{13} &= \gamma_{31} = \frac{1}{2}(\Gamma_{31} + \Gamma_{32}) \\ \gamma_{23} &= \gamma_{32} = \frac{1}{2}(\Gamma_{31} + \Gamma_{32}) \end{aligned} \quad (4.3)$$

我们注意到，因为微波场引起的相位变化导致所有场的拉比频率不能被视为实数。因此，对方程进行如下标准变换：首先，设定探测场、耦合场和微波场的初始相位分别为 ϕ_p 、 ϕ_c 和 ϕ_w 。然后，相应的拉比频率重新定义为 $\Omega_p = G_p e^{i\phi_p}$ ， $\Omega_c = G_c e^{i\phi_c}$ 和 $\Omega_w = G_w e^{i\phi_w}$ ，其中 G_p 、 G_c 和 G_w 都是实数；最后，我们得到新的公式为 $\sigma_{ii} = \rho_{ii}$ ， $\sigma_{13} = \rho_{13} e^{i\phi_p}$ ， $\sigma_{23} = \rho_{23} e^{i\phi_c}$ 和 $\sigma_{12} = \rho_{12} e^{(i\phi_p - i\phi_c)}$ 。因此，可以得到以下密度矩阵方程：

$$\begin{aligned}
 \dot{\sigma}_{11} &= \Gamma_{31}\sigma_{33} + iG_p(\sigma_{31} - \sigma_{13}) + iG_d(e^{-i\Phi}\sigma_{21} - e^{i\Phi}\sigma_{12}) \\
 \dot{\sigma}_{22} &= \Gamma_{32}\sigma_{33} + iG_c(\sigma_{32} - \sigma_{23}) + iG_d(e^{i\Phi}\sigma_{12} - e^{-i\Phi}\sigma_{21}) \\
 \dot{\sigma}_{12} &= (i\Delta_p - i\Delta_c - \gamma_{12})\sigma_{12} + iG_p\sigma_{32} - iG_c\sigma_{13} + iG_d e^{-i\Phi}(\sigma_{22} - \sigma_{11}) \\
 \dot{\sigma}_{13} &= (i\Delta_p - \gamma_{13})\sigma_{13} + iG_p(\sigma_{33} - \sigma_{11}) - iG_c\sigma_{12} + iG_d e^{-i\Phi}\sigma_{23} \\
 \dot{\sigma}_{23} &= (i\Delta_c - \gamma_{23})\sigma_{23} + iG_c(\sigma_{33} - \sigma_{22}) - iG_p\sigma_{21} + iG_d e^{i\Phi}\sigma_{13}
 \end{aligned} \tag{4.4}$$

其中, $\phi = \phi_w + \phi_c - \phi_p$ 是三个场的相对相位。通过求解三能级 Δ 型相干原子系统的密度矩阵方程, 可以得到系统中探测场的极化率 χ_p , 表示为:

$$\chi_p(x) = \text{Re}(\chi_p) + i\text{Im}(\chi_p) = N_x \left| \bar{d}_{13} \right|^2 \sigma_{31} e^{i\phi} / \varepsilon_0 \hbar \Omega_p \tag{4.5}$$

这里, $\text{Re}(\chi_p)$ 和 $\text{Im}(\chi_p)$ 分别表示极化率的实部和虚部, 分别对应探测光的色散和吸收曲线, $N_x = N_0 \lambda_0 \cdot e^{-(x-x_0)^2/2\delta_x^2} / \delta_x \sqrt{2\pi}$ 为原子密度, 此时可以得到系统的折射率为 $n_f(x) = \sqrt{1 + \chi_p(x)}$, 通过公式 (3.7) 到公式 (3.14) 计算得到探测场的反射率以及左右反射率之间的对比度 C 。

4.2 数值模拟与分析

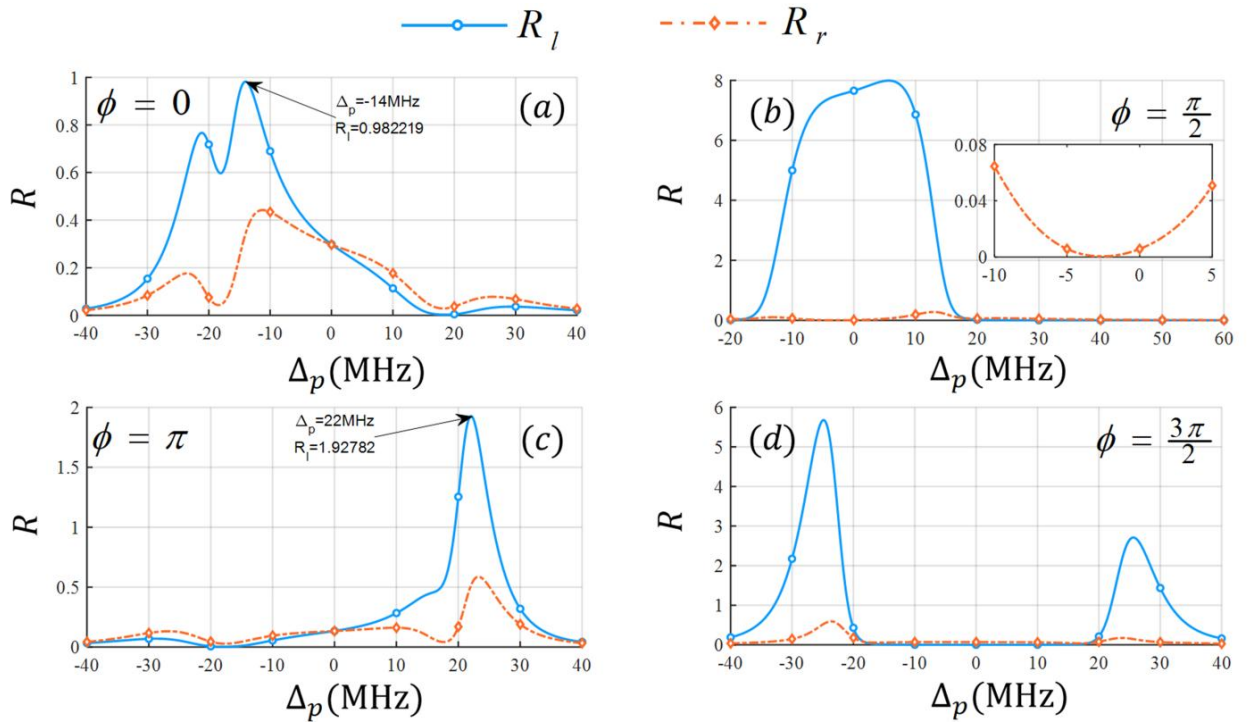


图4-2 (a)、(b)、(c)和(d)分别表示在不同相对相位下, 探测场的左反射率 R_l 和右反射率 R_r 随失谐 Δ_p 的变化。其他参数如图4-1所示。

本节的目的是优化和调制一维缺陷原子晶格中的单向反射光放大。我们首先研究了在不同相对相位 ϕ 下右侧和左侧的反射率随探测场失谐的变化，如图 4-2 所示。设置 $a_f = 2$ 、 $a_v = 45$ 、 $p_1 = 13$ 和 $p_2 = 35$ 时，基于对称性破缺效应，我们的系统成功实现非互易反射光，即探测光从右侧入射时不能完全反射，而从左侧入射时反射效果很好。值得注意的是，在微波场的帮助下形成的闭合回路跃迁不仅提供了灵活的相位控制，还生成了一个主动系统。我们可以清楚地看到，当 $\phi = 0$ 时，左反射没有被放大 [$R_l < 1.0$]，如图 4-2 (a) 所示；而当 $\phi = \pi$ 时，左反射可以被放大，最大值接近 1.8，如图 4-2 (c) 所示。特别是当 $\phi = 3\pi/2$ 时，出现了两个放大的非互易反射区，左反射最大值达 5.8，如图 4-2 (d) 所示。然而，对于上述相对相位 ϕ ，右反射并没有得到很好的抑制。令人惊讶的是，当 $\phi = \pi/2$ 时，可以实现宽带的单向反射光放大，其中一侧的反射率几乎达到 8，而另一侧的反射率几乎为零 [$R_r < 0.01$]，并且此时反射带的带宽能够达到 5MHz，如图 4-2 (b) 所示。

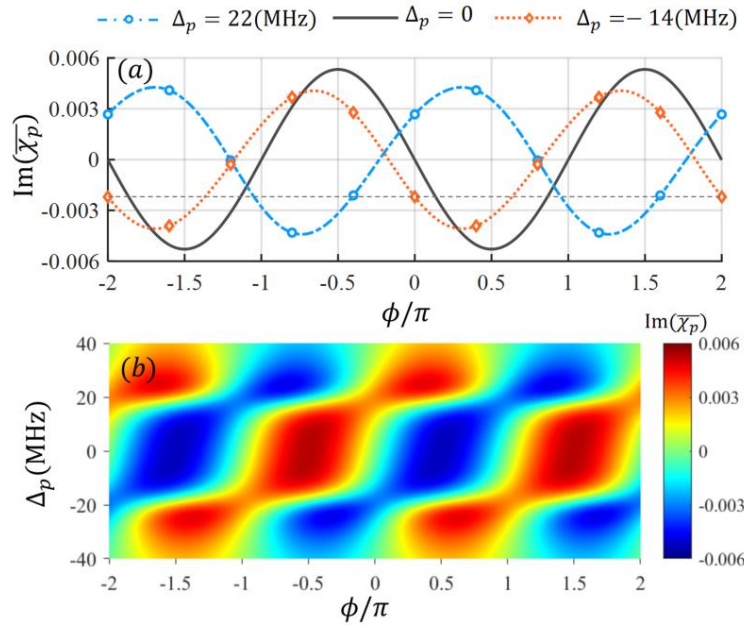


图 4-3 (a) 在不同探测失谐 Δ_p 下平均极化率虚部 $\text{Im}(\overline{\chi_p})$ 随相对相位 ϕ 的变化；(b) 平均极化率虚部 $\text{Im}(\overline{\chi_p})$ 随探测场失谐 Δ_p 和相对相位 ϕ 的变化。其他参数如图 4-1 所示。

其物理本质在于，第一部分中空晶格的周期性分布破坏了 DAL 的空间对称性，同时保持了第一部分的周期性结构。因此，探测光从 DAL 两侧入射的反射率表现出非互易性。然而，只要满足布拉格条件，探测光分别通过第一部分和第二部分时，可以在不同的频率范围内形成完美的禁带结构[这可以通过公式 (3.14) 清楚地看出]。

简而言之，这种特殊设计的 DAL 可以用于引发光学非互易性并形成完美的非互易反射带。此外，反射带可以在由闭合回路跃迁引起的主动系统中被放大，并受到相对相位进行调制。

在接下来的内容中，我们首先在绘制在三组探测场失谐 Δ_p 的情况下平均极化率的虚部 $\text{Im}(\overline{\chi_p})$ 随相对相位 ϕ 的变化，如图 4-3 (a) 所示。显然， $\text{Im}(\overline{\chi_p})$ 受到相对相位 ϕ 周期性的调制，这意味着增益和吸收可以通过相对相位进行调制。我们需要注意并强调，当 $\phi = \pi/2$ 与 $\Delta_p = 0$ 时，增益幅度达到最大值 $|\text{Im}(\overline{\chi_p})| > 0.005$ ，此时可以实现单向反射光放大带[见图 4-2 (b)]；当 $\phi = 0$ ， $\Delta_p = -14\text{MHz}$ 时，探测场的增益降低为 $|\text{Im}(\overline{\chi_p})| < 0.0025$ ，不足以放大探测场的反射率[见图 4-2 (a)]；我们还可以看到，当 $\phi = \pi$ 且 $\Delta_p = 22\text{MHz}$ 时， $|\text{Im}(\overline{\chi_p})|$ 超过 0.0025（几乎达到 0.003），同时在此点附近出现了一些放大的非互易反射带[见图 4-2 (c)]。为了更深入地研究相对相位对探测场的增益及反射率调制的规律，我们在图 4-3 (b) 中绘制了平均极化率的虚部 $\text{Im}(\overline{\chi_p})$ 与失谐 Δ_p 和相对相位 ϕ 的关系。结果发现，在相对相位 $\phi = 0$ 与探测场失谐 $\Delta_p \in (-40\text{MHz}, 40\text{MHz})$ 内， $|\text{Im}(\overline{\chi_p})|$ 的最大值小于 0.0025；而当 $\phi = \pi$ 时，除了约 $\Delta_p \in (21\text{MHz}, 23\text{MHz})$ 的小区域外， $|\text{Im}(\overline{\chi_p})|$ 始终低于 0.0025。然而，我们可以在 $\phi = \pi/2$ ($\phi = 3\pi/2$) 附近找到一个（两个）较大频率区域，满足 $|\text{Im}(\overline{\chi_p})| > 0.0025$ 。

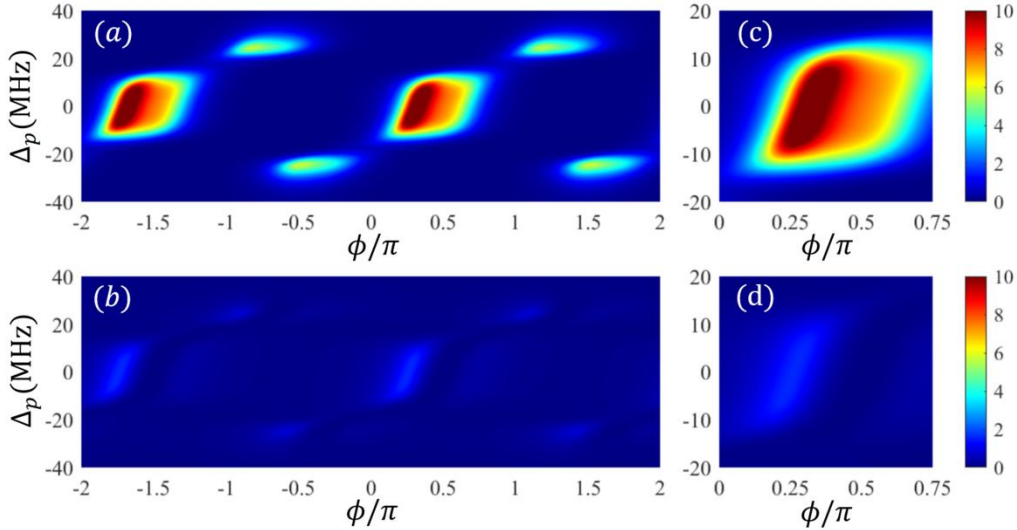


图 4-4 (a) 左反射率 R_l 和 (b) 右反射率 R_r 随失谐 Δ_p 和相对相位 ϕ 的变化；(c) 和 (d) 分别为 (a) 和 (b) 的放大图。其他参数如图 4-1 所示。

进一步地，我们在图 4-4 中绘制了左右反射率与失谐 Δ_p 和相对相位 ϕ 的关系，所用参数与图 4-3 相同。从图 4-4 (a) 图 4-4 (b) 可以看出，非互易放大反射的区

域与图 4-3 (b) 中的探针增益区域完全对应。需要强调的是, 当 $\phi=0$ 时, 右侧和左侧的反射率都无法放大; 当 $\phi \in (0, \pi/2)$ 时, 尽管左侧反射率可以达到 10, 右侧反射率几乎接近 2。然而, 在 $\phi \in (\pi/2, 3\pi/4)$ 的范围内, 可以观察到一个宽的单向反射光放大带, 一侧的反射率达到最大值 8, 而另一侧几乎为零, 这在图 4-4 (c) 和图 4-4 (d) 中更为明显。特别地, 放大的单向光反射带可以分裂成两个明显的带, 然后在相位 ϕ 从 π 增加到 2π 的过程中合并成一个带。因此, 很容易看出, 非互易反射光放大与这些探针增益区域 $|\text{Im}(\overline{\chi_p})| > 0.0025$ 之间有良好的对应关系。更具体地说, 适当的相位调制产生了放大的单向反射。

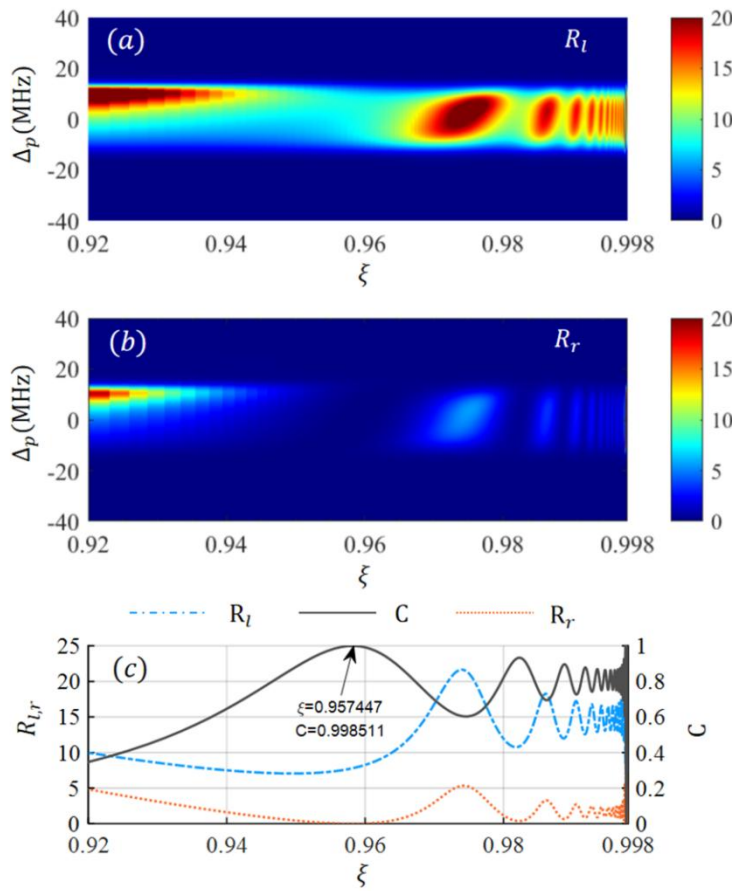


图 4-5 (a) 左反射率 R_l 和 (b) 右反射率 R_r 随失谐 Δ_p 和缺陷率 ξ 的变化; (c) 在 $\Delta_p = 0$ 时, 反射率 $R_{l,r}$ 和对比度 C 随缺陷率 ξ 的变化。相关常数: $\phi = \pi/2$, 其他参数如图 4-1 所示。

我们进一步考虑当空晶格的数量 a_v 增加时, 反射率 R_l 和 R_r 会发生什么情况? 图 4-5 中的横坐标为缺陷率 $\xi = a_v/(a_v + a_f)$ 。在图 4-5 (a) 和图 4-5 (b) 中清楚地显示, 尽管 $R_l \neq R_r$, 但当 $\xi < 0.95$ 且对比度 $C < 0.9$ 时, 因为左右反射率都被放大, 所以无法实现完美的非互易反射。当 $\xi > 0.95$ 时, R_l 和 R_r 随着 ξ 的增加表现出准周期性变

化。在图 4-5 (c) 中，我们进而在 $\Delta_p = 0$ 中绘制左侧和右侧的反射率以及对比度随缺陷率 ξ 的变化，这与图 4-5 (a) 和图 4-5 (b) 中获得的结果一致。对比度 C 随着 ξ 的增加首先上升，并在 $\xi = 0.957447$ (对应 $a_v = 45$ 时几乎接近 1.0 ($C = 0.998511$)) 达到最大值，然后对比度 C 和反射率 $R_{l,r}$ 出现准周期性振荡。这是因为空晶格 a_v 的变化需要满足不同周期的布拉格条件。因此，通过选择合适的缺陷率 ξ ，可以实现放大的单向反射。

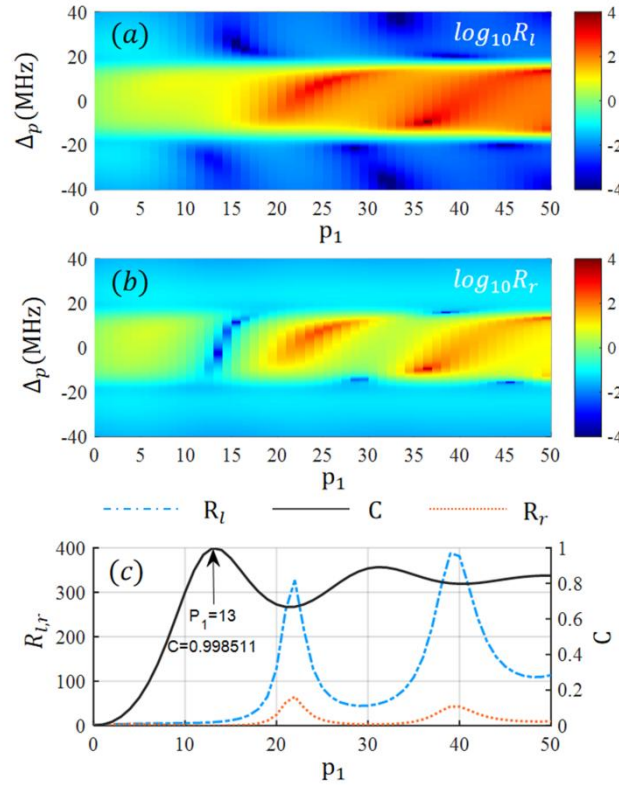


图4-6 (a) 左反射率的对数 $\log_{10} R_l$ 和 (b) 右反射率的对数 $\log_{10} R_r$ 随失谐 Δ_p 和周期 p_1 的变化; (c) 在 $\Delta_p = 0$, 缺陷率 $\xi = 0.957447$ 时, 左右反射率 $R_{l,r}$ 和对比度 C 随第一部分周期数 p_1 的变化。相关常数: $\phi = \pi / 2$, 其他参数如图 4-1 所示。

最后但同样重要的是，当缺陷率为 $\xi = 0.957447$ 时，我们研究第一部分的周期数 p_1 如何调制放大的单向反射带。我们绘制了左反射和右反射随探测场失谐 Δ_p 和第一部分的周期数 p_1 的变化，如图 4-6 (a) 和图 4-6 (b) 所示。同时在图 4-6 (c) 中绘制了在 $\Delta_p = 0$ 时的反射率和对比度随第一部分的周期数 p_1 的变化。可以清楚地看到，这些光谱可以分为三个区域：(I) 当 $p_1 < 10$ 时，近似互易区 $0 \leq C \leq 0.75$ ，在此区域内，左右反射的非互易性不明显；(II) 当 $10 < p_1 < 18$ 时，完美非互易区 $C \approx 1$ ，在此区域可以实现放大的单向反射带，且反射带随着 p_1 的增加而发生红移；(III)

当 $p_1 > 18$ 时，不完美的非互易反射光放大区 $0.65 \leq C < 0.9$ ，在此区域，左右反射均可增大，表现出良好的光放大，此时非互易效果表现良好但未实现完美的非互易反射光放大。出现这些现象的物理本质可以解释为：当周期 p_1 过小时，则无法破坏光传播的空间对称性；如果周期 p_1 足够大，增加的满晶格将增强探测光的增益。因此，可以看出，周期 p_1 也是调制单向反射放大的重要因素。

4.3 小结

根据第三章的研究，基于一维缺陷原子晶格的对称破缺效应，我们可以实现单向光反射。我们在第三章研究的基础上引入了微波场构成了闭合回路相干增益原子系统，成功实现了探测场的增益。并将此相干增益原子系统与一维缺陷原子晶格相结合，在成功实现反射光放大的情况下通过优化相对相位 ϕ 、缺陷率 ξ 以及第一部分的周期 p_1 等关键参数获得一个反射率接近 8 的单向反射放大带，而另一方向的反射率则趋于零，此外我们还可以自由调节反射带的宽度、高度和数量。值得强调的是，该系统的一大优势在于，依靠周期结构的分布反馈，只需非常小的探测增益 $|\text{Im}(\overline{\chi_p})| > 0.0025$ 即可实现反射放大，这在均匀介质中是无法实现的。这种光信号放大不仅能有效抑制噪声；提升光学器件的性能；还能增强微弱光信号的质量；显著提高系统的稳定性和传输效率并推动了量子通信和计算的发展。

第五章 一维缺陷原子晶格中基于自发辐射相干的单向反射放大

在第四章中，我们巧妙地选用相干增益原子系统，并且结合一维缺陷原子晶格成功得到了宽带的单向反射光放大。进一步，我们重新设计三能级相干原子系统，选择两个足够近的下能级使得两个自发辐射跃迁通道之间产生量子相干效应，并在非相干泵浦场的作用下进一步增强。在缺陷原子晶格系统中实现非互易甚至单向反射放大，并分析自发辐射的影响和调制作用。

5.1 理论模型与计算

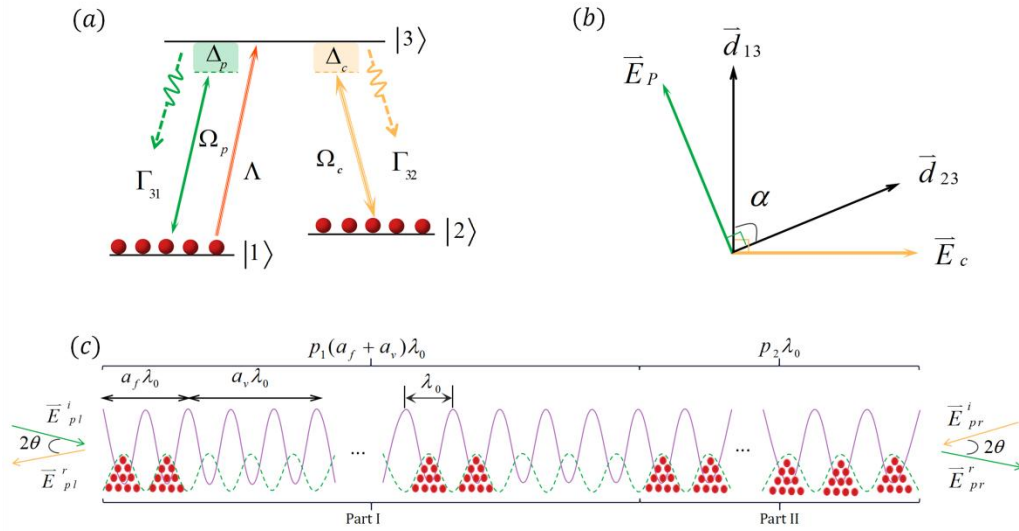


图5-1 (a) 三能级非相干泵浦场增益原子系统； (b) 电偶极矩与电场之间的角度关系；

(c) 一维缺陷原子晶格与相干光场的作用。

如图 5-1 (a) 所示，冷的 ^{87}Rb 原子通过弱探测场、非相干泵浦场和强耦合场被驱动到一个三能级非相干泵浦场原子系统中。其中，探测场和强耦合场的拉比频率（失谐）分别为 $\Omega_p = \vec{E}_p \cdot \vec{d}_{13} / 2\hbar(\Delta_p = \omega_{31} - \omega_p)$ 和 $\Omega_c = \vec{E}_c \cdot \vec{d}_{23} / 2\hbar(\Delta_c = \omega_{32} - \omega_c)$ ，它们分别作用于偶极跃迁 $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 和 $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 。其中， Λ 是作用于偶极跃迁 $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 之间的非相干泵浦场速率。 $\vec{d}_{ij} = \langle i | \vec{d} | j \rangle$ 表示从能级 $|i\rangle \leftrightarrow |j\rangle$ 的电偶极矩。图 5-1 (b) 中，我们使每个相干场只作用于一个原子跃迁。这意味着相干场的幅度 $\vec{E}_p$ 和 $\vec{E}_c$ 分别与电偶极矩 $\vec{d}_{23}$ 和 $\vec{d}_{13}$ 垂直。这里， α 表示电偶极矩 $\vec{d}_{23}$ 和 $\vec{d}_{13}$ 之间的夹角。如图 5-1

(c) 所示, 我们设计了原子晶格的结构, 并将其分为两个周期性结构部分: 第一部分由 p_1 个周期组成, 每个周期包含 a_f 个满晶格 (捕获原子) 和 a_v 个空晶格 (没有捕获原子); 第二部分由 p_2 个满晶格组成。该光晶格是由波长为 $\lambda_{Lat} = 2\lambda_0$ 的红失谐驻波场形成的, 其中 λ_0 为晶格周期。因此, 光晶格的总长度 $L = S\lambda_0$, 其中 $S = (a_f + a_v)p_1 + p_2$ 。在电偶极近似和旋转波近似下, 原子与相干场之间的相互作用哈密顿量可以写为:

$$H = -\hbar \begin{bmatrix} 0 & 0 & \Omega_p^* \\ 0 & \Delta_c - \Delta_p & \Omega_c^* \\ \Omega_p & \Omega_c & -\Delta_p \end{bmatrix} \quad (5.1)$$

将方程 (5.1) 带到密度矩阵方程 $\dot{\rho} = -i[H, \rho]/\hbar + \Lambda\rho$, 我们可以得到以下方程:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11} &= \Gamma_{31}\rho_{33} - \Lambda\rho_{11} + i\Omega_p^*\rho_{31} - i\Omega_p\rho_{13} \\ \dot{\rho}_{22} &= \Gamma_{32}\rho_{33} + i\Omega_c^*\rho_{32} - i\Omega_c\rho_{23} \\ \dot{\rho}_{12} &= (i\Delta_p - i\Delta_c - \gamma_{12})\rho_{12} + i\Omega_p^*\rho_{32} - i\Omega_c\rho_{13} + \Upsilon_{SGC}\rho_{33} \\ \dot{\rho}_{13} &= (i\Delta_p - \gamma_{13})\rho_{13} + i\Omega_p^*(\rho_{33} - \rho_{11}) - i\Omega_c^*\rho_{12} \\ \dot{\rho}_{23} &= (i\Delta_c - \gamma_{23})\rho_{23} + i\Omega_c^*(\rho_{33} - \rho_{22}) - i\Omega_p^*\rho_{21} \end{aligned} \quad (5.2)$$

这里, $\Upsilon_{SGC} = \sqrt{\Gamma_{31}\Gamma_{32}} \cos\alpha$ 表示从 $|3\rangle$ 跃迁到 $|1\rangle$ 和从 $|3\rangle$ 跃迁到 $|2\rangle$ 所产生的自发辐射相干。密度矩阵元素 $\rho_{ij} = \langle i|\rho|j\rangle$ 是能级 $|i\rangle$ 和 $|j\rangle$ 的原子相干项。上述方程满足粒子数守恒、共轭条件和稳态条件, 即 $\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} = 1$, $\rho_{ij} = \rho_{ji}^*$, $\dot{\rho}_{ij} = 0$ 。此外, γ_{ij} 为各能级间的退相干速率, 并可由以下各式确定:

$$\begin{aligned} \gamma_{12} &= \gamma_{21} = \frac{1}{2}\Lambda \\ \gamma_{13} &= \gamma_{31} = \frac{1}{2}(\Gamma_{31} + \Gamma_{32} + \Lambda) \\ \gamma_{23} &= \gamma_{32} = \frac{1}{2}(\Gamma_{31} + \Gamma_{32}) \end{aligned} \quad (5.3)$$

我们注意到, 所有场的拉比频率不能被视为实数。因此, 我们对方程进行如下标准变换: 首先, 设定探测场和耦合场的初始相位分别为 ϕ_p 、 ϕ_c 。然后, 相应的拉比频率重新定义为 $\Omega_p = G_p e^{i\phi_p}$ 和 $\Omega_c = G_c e^{i\phi_c}$, 其中 G_p 和 G_c 都是实数; 同样地, 我们可以得到新的变量为 $\sigma_{ii} = \rho_{ii}$ 、 $\sigma_{13} = \rho_{13} e^{i\phi_p}$ 、 $\sigma_{23} = \rho_{23} e^{i\phi_c}$ 和 $\sigma_{12} = \rho_{12} e^{i\phi} (\phi = \phi_p - \phi_c)$ 。因此, 我们得到以下密度矩阵方程:

$$\begin{aligned}
 \dot{\sigma}_{11} &= \Gamma_{31}\sigma_{33} - \Lambda\sigma_{11} + iG_p\sigma_{31} - iG_p\sigma_{13} \\
 \dot{\sigma}_{22} &= \Gamma_{32}\sigma_{33} + iG_c\sigma_{32} - iG_c\sigma_{23} \\
 \dot{\sigma}_{12} &= (i\Delta_p - i\Delta_c - \gamma_{12})\sigma_{12} + iG_p\sigma_{32} - iG_c\sigma_{13} + \Upsilon_{SGC} e^{-i\phi}\sigma_{33} \\
 \dot{\sigma}_{13} &= (i\Delta_p - \gamma_{13})\sigma_{13} + iG_p(\sigma_{33} - \sigma_{11}) - iG_c\sigma_{12} \\
 \dot{\sigma}_{23} &= (i\Delta_c - \gamma_{23})\sigma_{23} + iG_c(\sigma_{33} - \sigma_{22}) - iG_p\sigma_{21}
 \end{aligned} \tag{5.4}$$

其中, $\phi = \phi_c - \phi_p$ 是两个场的相对相位。通过求解三能级非相干泵浦场原子系统的密度矩阵方程, 可以得到系统中探测场的极化率 χ_p , 表示为:

$$\chi_p(x) = \text{Re}(\chi_p) + i\text{Im}(\chi_p) = N_x \left| \bar{d}_{13} \right|^2 \sigma_{31} / \varepsilon_0 \hbar G_p \tag{5.5}$$

这里, $\text{Re}(\chi_p)$ 和 $\text{Im}(\chi_p)$ 分别表示极化率的实部和虚部, 分别对应探测光的色散和吸收曲线, $N_x = N_0 \lambda_0 \cdot e^{-(x-x_0)^2/2\delta_x^2} / \delta_x \sqrt{2\pi}$ 为原子密度, 此时系统的折射率为 $n_f(x) = \sqrt{1 + \chi_p(x)}$, 通过公式 (3.7) 到公式 (3.14) 计算得到探测场的反射率。

第一部分引入了空晶格, 而在第二部分则全为满晶格, 从而打破了极化率的空间对称性, 达到了非互易反射光的效果。只要满足布拉格条件, 探测光在通过这两个部分时可以在不同的频率范围内形成一个完美的带隙结构[参见方程 (3.14)]。总而言之, 这种特殊设计的 DAL 可以用于引发光学非互易性并形成完美的非互易反射带。相较于以往的研究, 通过巧妙选择泵浦场及自发辐射相干, 三能级非相干泵浦场原子系统的增益效果为其他系统的 10 倍。接下来, 我们将把三能级非相干泵浦场原子系统与一维 DAL 结合, 通过选择合适的参数实现对单向反射光放大的优化和动力学调控。

5.2 数值模拟与分析

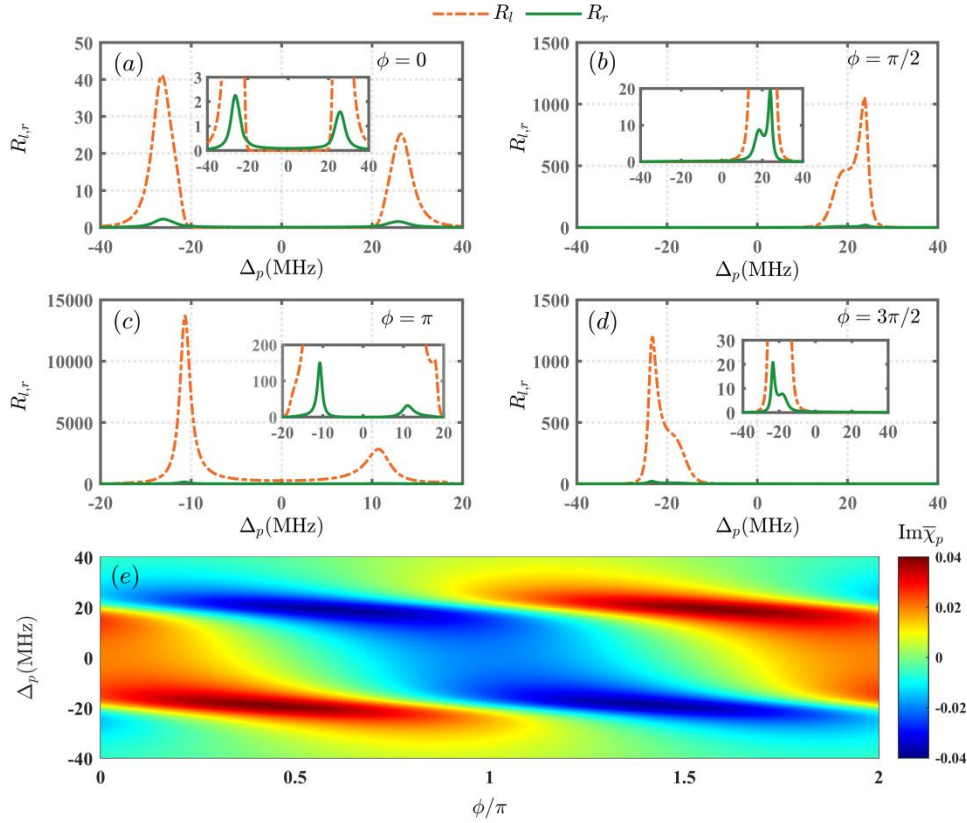


图 5-2 (a)、(b)、(c) 和 (d) 在不同的相对相位下, 探测场的左右反射率 $R_{l,r}$ 随失谐 Δ_p 的变化。(e) 平均极化率虚部 $\text{Im}\bar{\chi}_p$ 随失谐 Δ_p 和相对相位 ϕ 的变化。 $\theta = \pi/3$, $a_f = 1$, $a_v = 440$, $p_1 = 15$, $p_2 = 12$, $\Gamma_{31} = \Gamma_{32} = 5.75\text{MHz}$, $\Delta_c = 0$, $\Omega_c = 20\text{MHz}$, $\Omega_p = 0.3\text{MHz}$, $\Lambda = 5\text{MHz}$, $\lambda_{Lat} = 796.8\text{nm}$, $\lambda_{31} = 794.978\text{nm}$, $\Delta\lambda_{Lat} = 0.9\text{nm}$, $N_0 = 4 \times 10^{11}\text{cm}^{-3}$, $\bar{d}_{13} = 1.7944 \times 10^{-29}\text{C} \cdot \text{m}$, $\epsilon_0 = 8.8541878 \times 10^{-12}$ 。

我们主要讨论并优化从非互易反射放大到单向反射放大的过程。首先, 为分析自发辐射相干的影响, 需要研究激光场相对相位 ϕ 和两个偶极矩夹角 α 对左右反射率的调制作用—这两个参数均由自发辐射相干产生。选取缺陷原子晶格参数 $a_f = 1$, $a_v = 440$, $p_1 = 15$, $p_2 = 12$ 时, 如图 5-2 (a) ~ (d) 所示, 在存在自发辐射相干 ($\alpha = \pi/3$) 条件下会出现显著放大的非互易反射峰: 当 $\phi = \pi/2$ 的偶数倍时对应双反射峰, 其余情况则对应单反射峰。值得注意的是, 此时左反射率被放大了近 15000 倍, 而右反射率也获得了约 150 倍的增强。这表明相对相位通过调控探测场的增益, 可同步调制左右反射强度。为此, 我们进一步分析了单个周期内相对相位对探测场极化率的调制特性。图 5-2 (e) 清晰显示在 $\phi = (0, 2, 4)\pi/2$ 附近会出现双增益峰 (其中

$\phi = 0$ 和 $\phi = 2\pi$ 时的增益幅度较弱），而在 $\phi = (1, 3)\pi/2$ 附近则呈现单强增益峰。需特别指出，只有当增益幅度超过 0.01 ($|\text{Im} \bar{\chi}_p| > 0.01$) 时，反射才能获得有效放大。由此可见，通过调控相对相位，我们可以自由操控非互易反射带的强度与出现位置。

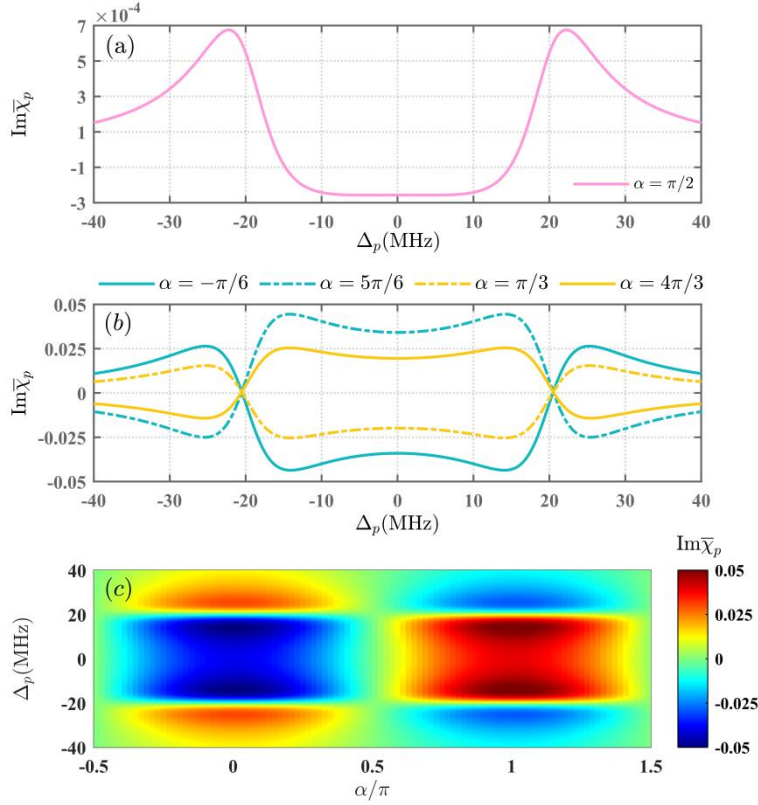


图5-3 (a)、(b) 不同电偶极矩角度 α 下，平均极化率虚部 $\text{Im} \bar{\chi}_p$ 随失谐 Δ_p 的变化；(c) 平均极化率虚部 $\text{Im} \bar{\chi}_p$ 随失谐 Δ_p 和角度 α 的变化。其中 $\phi = \pi$ 。其他参数如图5-2所示。

进一步地，我们绘制了探测场极化率随两偶极矩夹角 α 的变化曲线[如图 5-3 所示]，以研究自发辐射相干对探测场增益的影响。可以发现：虽然无 SGC ($\alpha = \pi/2$) 时，探测光在非相干泵浦场的驱动下仍能获得增益[如图 5-3 (a) 所示]，但其增益幅度小于 0.01，不足以实现反射放大（需满足 $|\text{Im} \bar{\chi}_p| > 0.01$ ）。当两偶极矩非正交 ($\alpha \neq \pi/2$) 时，增益幅度将随 α 显著增强[如图 5-3 (b) 所示]。特别值得注意的是，通过调控 α 可实现单宽峰 [$\alpha \in (-\pi/2, \pi/2)$] 向双窄峰 [$\alpha \in (\pi/2, 3\pi/2)$] 的转变，且在 $\alpha = \pi/2$ 附近增益幅度回落至 0.01 以下[如图 5-3 (c) 所示]，该现象与图 5-2 结果完全吻合。这表明 SGC 效应不仅能使增益提升两个数量级，更能通过合理设置偶极矩夹角，实现对放大单向反射的精确自由调控。

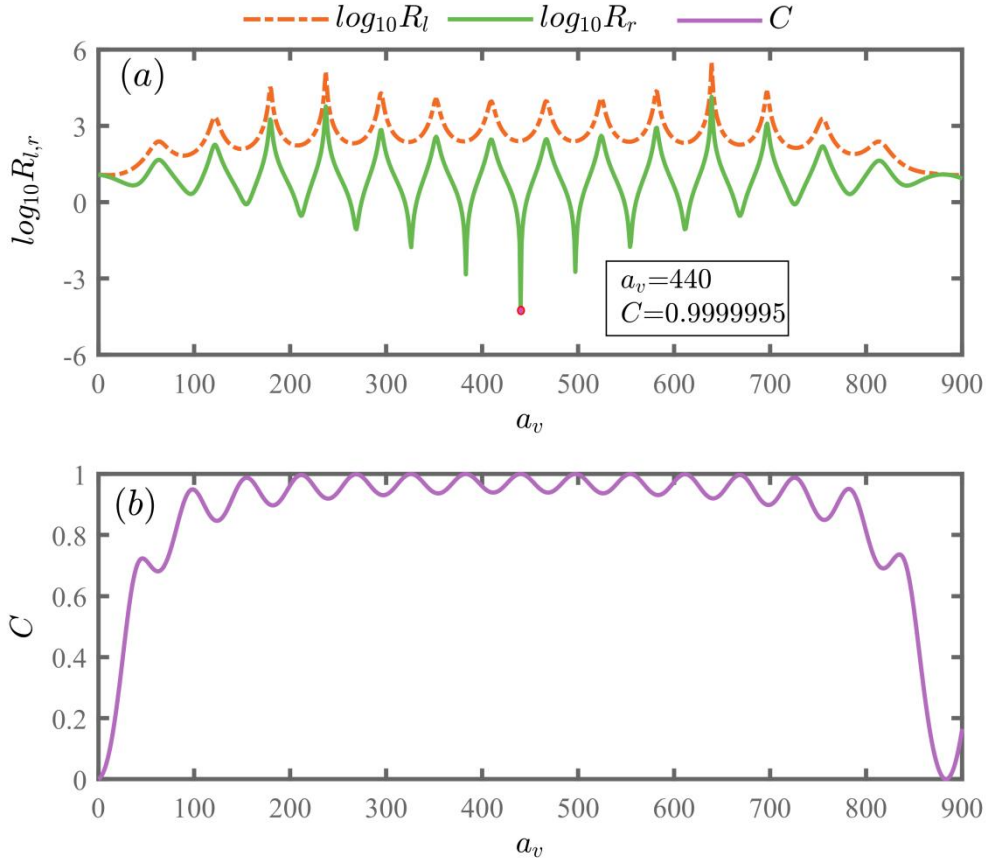


图 5-4 (a) 左右反射率的对数 $\log_{10}R_{l,r}$ 和 (b) 对比度 C 随空晶格数量 a_v 的变化。其中

$$\phi = \pi, \Delta_p = -0.3\text{MHz}。其他参数如图 5-2 所示。$$

接下来，我们将通过优化缺陷原子晶格参数来实现单向反射放大。尽管左右反射的增益峰呈现同步增减特性，但值得注意的是：在宽的增益频率范围 $\Delta_p \in (-10\text{MHz}, 10\text{MHz})$ 内[如图 5-2 (c) 所示]，左反射率可突破 200，而右反射率几乎为零。我们选取该频段内 $\Delta_p = -0.3\text{MHz}$ 、 $\phi = \pi$ 的条件，通过图 5-4 研究反射率 $\log_{10}R_{l,r}$ 及对比度 C 随空晶格 a_v 的变化规律。随着空晶格 a_v 增加，左右反射率呈现同步增强或减弱的周期性振荡[如图 5-4 (a) 所示]，这可由公式 (3.14) 解释：空晶格 a_v 的变化会使系统周期性满足布拉格条件。最显著的特征是：当 $a_v = 440$ 时，左反射率始终大于 1，而右反射率可降至 10^{-4} ，此时对应极高的对比度 $C \approx 1$ (0.9999995) [如图 5-4 (b) 所示]。

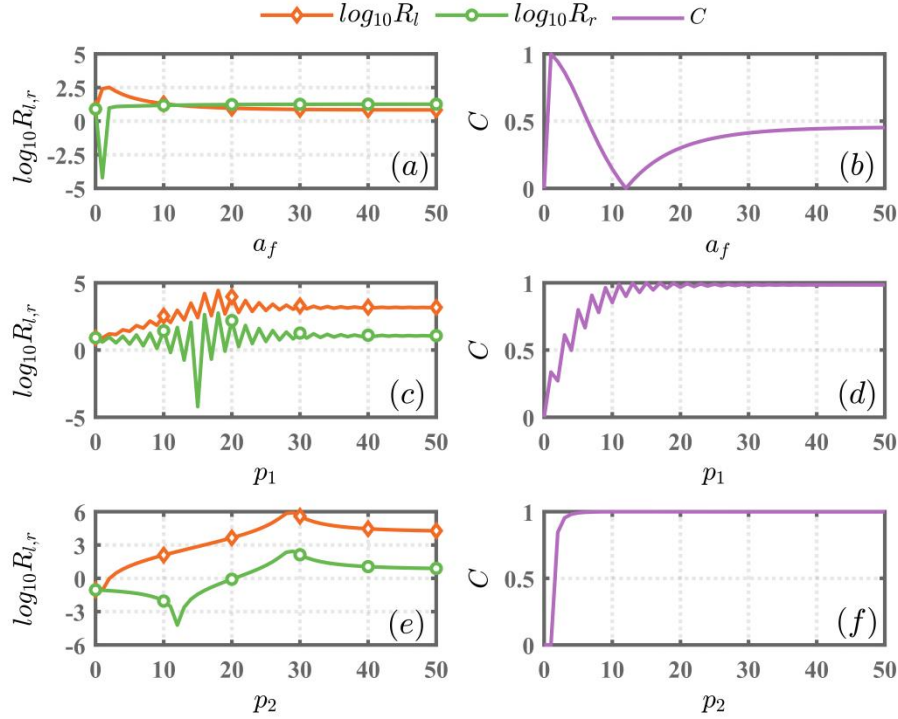


图 5-5 (a)、(c)、(e) 三图分别描绘了反射率对数 $\log_{10} R_{l,r}$ 随参数 a_f 、 p_1 和 p_2 变化；(b)、(d)、(f) 则分别呈现了对比度 C 随 a_f 、 p_1 和 p_2 变化。具体参数设置为：图 (a) - (b) 中 $p_1=15$ 、 $p_2=12$ ；图 (c) - (d) 中 $p_2=12$ 、 $a_f=1$ ；图 (e) - (f) 中 $p_1=15$ 、 $a_f=1$ 。其中 $\phi=\pi$ ， $\Delta_p=-0.3\text{MHz}$ 。其他参数如图 5-2 所示。

图 5-5 展示了在 $\Delta_p=-0.3\text{MHz}$ 条件下，左右反射率 $\log_{10} R_{l,r}$ 及对比度 C 随满晶格 a_f 、第一部分周期数 p_1 和第二部分周期数 p_2 的变化规律。图 5-5 (a) 和 (b) 表明了当 $a_f=0$ 时，由于光学响应仅由第二部分决定，左右反射率呈现互易特性（对比度 $C=0$ ）；而当 $a_f=1$ 时，左反射率达到峰值，右反射率降至谷值，此时可实现对比度 $C \approx 1$ 完美的单向反射放大。研究明确表明：仅当 $p_1 \in (10, 20)$ 区间[如图 5-5 (c) 和 (d) 所示]且 $p_2 \in (0, 20)$ 区间[如图 5-5 (e) 和 (f) 所示]时（此时右侧反射率 < 1.0 ），才能获得良好的单向反射放大效应。特别地，数值模拟结果显示：在 ϕ 和 α 确定条件下，当 $a_f=1$ ， $p_1=15$ ， $p_2=12$ 时会出现放大的完美单向反射现象。

为什么左右反射率对 SGC 效应引起的 ϕ 、 α 以及晶格参数 a_v 、 a_f 、 p_1 、 p_2 如此敏感？其物理本质在于： ϕ 和 α 能够调制探测场的极化率，进而影响光传播过程中的光学响应和折射率特性。特别需要指出的是，完美反射带的形成需要满足布拉格条件[如公式 (3.14) 所示]，该条件同时取决于晶格参数和折射率。当探测光从缺陷原子

晶格左侧入射时，反射特性主要由第一部分决定；反之则取决于第二部分。因此，根据布拉格条件的不同，左右反射带可能发生偏移或重叠，从而呈现出非互易甚至单向的特性。

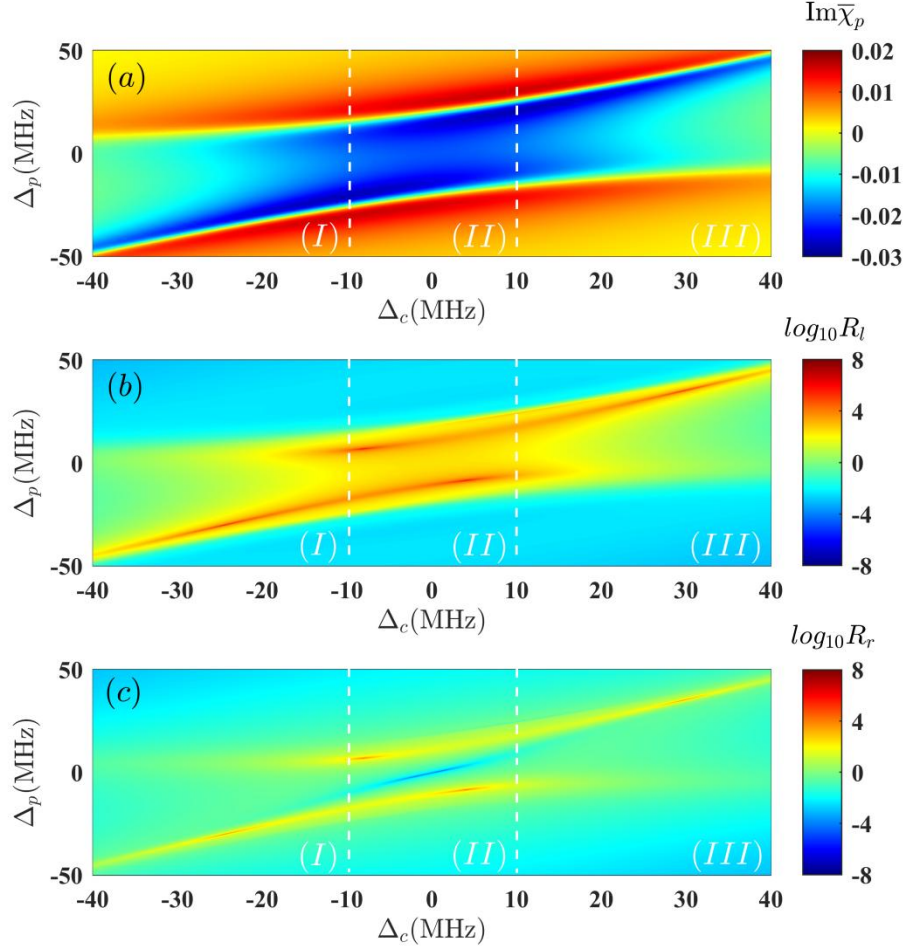


图 5-6 (a)、(b) 和 (c) 分别为平均极化率虚部 $\text{Im}\bar{\chi}_p$ 以及左右两侧反射率的对数 $\log_{10}R_{l,r}$ 与探测场失谐 Δ_p 和耦合场失谐 Δ_c 之间的关系。这里 $\phi = \pi$ 。其他参数如图 5-2 所示。

最后，我们研究了耦合失谐 Δ_c 对非互易反射的调制作用。图 5-6 (a) 中极化率虚部清晰地表明：随着 Δ_c 增大，单增益峰先分裂为双峰而后合并，分别对应 $\Delta_c < -10\text{MHz}$ 、 $\Delta_c \in (-10\text{MHz}, 10\text{MHz})$ 和 $\Delta_c > 10\text{MHz}$ 三个区域。特别值得注意的是，在 $\Delta_c \in (-5\text{MHz}, 5\text{MHz})$ 范围内，探测场在共振点附近的增益幅度可达 2×10^{-2} 。这一特性直接反映在图 5-6 (b) 和 (c) 所示的左右反射率变化中：单一非互易反射放大带（区域 I）先分裂为双带（区域 II），最终又合并为单带（区域 III）。其中在区域 II 内可形成放大单向反射带[对应于 $\Delta_c \in (-5\text{MHz}, 5\text{MHz})$ 处]。需要强调的是，当 $\Delta_c = 0$ 时，结果与图 5-2 (c) 完全吻合。研究表明，不同的耦合场失谐会在不同频域产生的显著探针增益，直接决定了放大非互易或单向反射带的位置分布。

5.3 小结

通过第四章的研究，我们成功得到了放大的单向反射带，其中一个反射率接近于 8，而另一方向的反射率则趋于零。为了进一步提高反射光的效果，我们结合了三能级非相干泵浦场增益原子模型系统和一维缺陷原子晶格，并利用 SGC 效应，使得探测场的增益效果比没有 SGC 效应时提高了两个数量级。通过调控相对相位 ϕ 、偶极矩夹角 α 以及缺陷晶格参数（如空晶格 a_v 与满晶格 a_f 与第一部分周期数 p_1 、第二部分周期数 p_2 等），我们成功实现了单色至双色非互易反射放大乃至完美单向反射放大的动态调制。特别值得注意的是，由于 SGC 效应与光晶格周期性结构的分布反馈所引发的强增益，我们在设计中采用的缺陷晶格结构仅使用了 27 个满晶格便能够实现单向反射光放大的效果，即左向反射率可放大 250 倍，而右向反射率可低至 10^{-4} 。该研究成果具有重要的意义，因为它不仅大幅提升了单向反射光的放大效果，还表明在少量的晶格结构下就能达到显著的放大效果，这为器件的集成化设计提供了更大的灵活性和优势。通过这种高效的增益机制，我们的方案更有利于在集成光子电路中实现高效的光子器件，推动了光子学领域中非互易光学器件的应用和发展。

总 结

本论文研究了一维缺陷原子晶格分别与简单的三能级 Λ 型原子系统、引入微波场构成的闭合回路相干增益原子系统和基于自发辐射相干效应并借助非相干泵浦场的作用建立的增益原子系统相结合，首先利用斐波那契数列调控晶格结构成功实现了非互易光反射；进一步，使缺陷部分的空晶格周期性出现，分别在两个不同增益机制的相干原子系统中实现了非互易反射放大的调控。具体如下：

第一个工作中，在三能级 Λ 原子模型系统的研究过程使用斐波那契数列调控一维缺陷原子晶格的晶格结构（空晶格和满晶格的数量以及周期数）等，可以实现单向光反射。此项研究为光学二极管和隔离器等光子器件提供了更多的理论依据。

紧接着在第二个工作中，我们通过结合闭合回路相干增益原子系统（三能级微波场原子系统）与一维缺陷原子晶格，在调整相对相位和缺陷率等关键参数的基础上，成功实现了宽带的单向反射光放大，其中一侧的反射率达到了 8 左右，而另一侧的反射率几乎为零 [$R_r < 0.01$]，此时左右反射率对比度几乎 100%。此外我们还可以自由调节反射带的宽度、高度和数量。值得强调的是，该系统的一大优势在于，依靠原子晶格的分布式反馈，只需非常小的探测场增益即可实现反射光放大，这在均匀介质中是无法实现的。这种光信号放大不仅能有效抑制噪声，提升光学器件的性能，还能增强信号的质量，显著提高系统的稳定性和传输效率。

为了进一步增强非互易反射光放大，我们在第三个工作中结合了三能级非相干泵浦场增益原子系统和一维缺陷原子晶格，并借助 SGC 效应，使得探测场的增益效果比没有 SGC 效应时提高了 100 倍。在这个研究中，我们实现了左反射达到了近 250；右反射趋近于零的单向反射光放大。值得强调的是相对比于第二个工作，由于 SGC 效应与光晶格分布式反馈引发了强增益，我们能够降低晶格周期、大大提高非互易反射光放大的倍数，实现更高效的非互易反射光放大。此项研究将为高效率、集成化非互易光子器件的发展提供了更多的理论依据。此外由于光在原子晶格中多次反射，发现增益较小也能实现光的有效放大，因此可进一步考虑在缺陷原子晶格中实现单向激光的输出。

参考文献

- [1] White A D, Ahn G H, Gasse K V, Yang K Y, Chang L, Bowers J E, Vučković J. Integrated passive nonlinear optical isolators[J]. *Nat. Photonics* 17(2), 143 (2023).
- [2] Prabu K, Nasre D. Design and analysis of a novel optical circulator based on photonic crystal for photonic integrated circuit applications[J]. *Plasmonics* 14(5), 1261 (2019).
- [3] Xia K Y, Nori F, Xiao M. Cavity-free optical isolators and circulators using a chiral cross-Kerr nonlinearity[J]. *Phys. Rev. Lett.* 121(20), 203602 (2018).
- [4] Tian H, Liu J, Siddharth A, Wang R N, Blésin T, He J, Kippenberg T J, Bhawe S A. Magnetic-free silicon nitride integrated optical isolator[J]. *Nat. Photonics* 15(11), 828 (2021).
- [5] Chan E H W. Microwave photonic phase shifter based on a nonreciprocal optical phase shifter inside a Sagnac interferometer[J]. *Opt. Commun.* 324(1), 127 (2014).
- [6] Litinskaya M, Shapiro E A. Negative refraction and photonic-crystal optics in a cold gas[J]. *Phys. Rev. A* 91(3), 033802 (2015).
- [7] Lin G W, Zhang S C, Hu Y Q, Niu Y P, Gong J B, Gong S Q. Nonreciprocal amplification with four-level hot atoms[J]. *Phys. Rev. Lett.* 123(3), 033902 (2019).
- [8] Wu J, Wang Z, Zhai H, Shi Z, Wu X, Wu F. Near-complete violation of kirchhoff's law of thermal radiation in ultrathin magnetic weyl semimetal films[J]. *Opt. Mater. Express* 11(12), 4058 (2021).
- [9] Wang Z Y, Qian J, Wang Y P, Li J, You J Q. Realization of the unidirectional amplification in a cavity magnonic system[J]. *Appl. Phys. Lett.* 123(15), 153904 (2023).
- [10] Chakraborty S, Das C. Nonreciprocal magnon-photon-phonon entanglement in cavity magnomechanics[J]. *Phys. Rev. A* 108(6), 063704 (2023).
- [11] Wang Y M, Xiong W, Xu Z Y, Zhang G Q, You J Q. Dissipation-induced nonreciprocal magnon blockade in a magnon-based hybrid system[J]. *Sci. China Phys. Mech.* 65(6), 260314 (2022).
- [12] He X W, Wang Z Y, Han X, Zhang S, Wang H F. Parametrically amplified

- p>nonreciprocal magnon laser in a hybrid cavity optomagnonical system[J].
- Opt. Express*
- 31(26), 43506 (2023).
- [13] Romain F, Sounas D L, Alù A. Non-reciprocal optical mirrors based on spatio-temporal acousto-optic modulation[J]. *J Optics-UK* 20(3), 034007 (2018).
- [14] Cardin A E, Silva S R, Vardeny S R, Padilla W J, Saxena A, Taylor A J, Kort-Kamp W J M, Chen H T, Dalvi D A R, Azad A K. Surface-wave-assisted nonreciprocity in spatio-temporally modulated metasurfaces. *Nat. Commun.* [J]. 11(1), 1469 (2020).
- [15] Kittlaus E A, Otterstrom N T, Kharel P, Gertler S, Rakich P T. Non-reciprocal interband brillouin modulation[J]. *Nat. Photonics* 12(10), 613 (2018).
- [16] Sohn D B, Kim S, Bahl G. Time-reversal symmetry breaking with acoustic pumping of nanophotonic circuits[J]. *Nat. Photonics* 12(2), 91 (2017).
- [17] Jalas D, Petrov A, Eich M, Freude W, Fan S, Yu Z F, Baets R, Popović M, Melloni A, Joannopoulos J D, Vanwolleghem M, Doerr C R, Renner H. What is- and what is not- an optical isolator[J]. *Nat. Photonics* 7, 579 (2013).
- [18] Shen Z, Zhang Y L, Chen Y, Sun F W, Guo X B, and Dong C H. Reconfigurable optomechanical circulator and directional amplifier[J]. *Nat. Commun.* 9, 1797 (2018).
- [19] Shen H Z, Wang Q, Wang J, Yi X X. Nonreciprocal unconventional photon blockade in a driven dissipative cavity with parametric amplification[J]. *Phys. Rev. A* 101, 013826 (2020).
- [20] Taravati S, Eleftheriades G V. Full-duplex reflective beamsteering metasurface featuring magnetless nonreciprocal amplification[J]. *Nat. Commun.* 12, 4414 (2021).
- [21] Landers S, Tuxbury W, Vitebskiy I, Kottos T. Unidirectional Amplification in the Frozen Mode Regime Enabled by a Nonlinear Defect[J]. *Opt. Lett.* 49, 4967 (2024).
- [22] Calabrese A, Ramiro-Manzano F, Price H M, Biasi S, Bernard M, Ghulinyan M, Carusotto I, Pavesi L. Unidirectional reflection from an integrated "taiji" microresonator[J]. *Photonics Res.* 8, 1333 (2020).
- [23] Otterstrom N T, Kittlaus E A, Gertler S, Behunin R O, Lentine A L, Rakich P T, Resonantly enhanced nonreciprocal silicon Brillouin amplifier[J]. *Optica* 6, 1117 (2019).
- [24] Agazzi L, J. Bradley D B, Dijkstra M, Ay F, Roelkens G, Baets R, Wörhoff K, Pollnau

- M. Monolithic integraten of erbium-doped amplifiers with silicon-on-insulator waveguides[J]. Opt. Express 18, 27703 (2010).
- [25] Park H, Fang A W, Cohen O, Jones R, Paniccia M J, Bowers J E. A Hybrid AlGaInAs--Silicon Evanescent Amplifier[J]. IEEE Photon. Technol. Lett. 19, 230 (2007).
- [26] Koutserimpas T T, Fleury R. Nonreciprocal Gain in Non-Hermitian Time-Floquet Systems[J]. Phys. Rev. Lett. 120, 087401 (2018).
- [27] Song A Y, Shi Y, Lin Q, Fan S. Direction-dependent parity-time phase transition and nonreciprocal amplification with dynamic gain-loss modulation[J]. Phys. Rev. A 99, 013824 (2019).
- [28] Wen X H, Zhu X H, Fan A, Tam W Y, Zhu J, Wu H W, Lemoult F, Fink M, Li J. Unidirectional amplification with acoustic non-Hermitian space-time varying metamaterial[J]. Commun. phys. 5, 18 (2022).
- [29] Abdo B, Sliwa K, Frunzio L, Devoret M. Directional amplification with a Josephson circuit[J]. Phys. Rev. X 3, 031001 (2013).
- [30] Abdo B, Sliwa K, Shankar S, Hatridge M, Frunzio L, Schoelkopf R, Devoret M. Josephson directional amplifier for quantum measurement of superconducting circuits[J]. Phys. Rev. Lett. 112, 167701 (2014).
- [31] Jin L, Asymmetric lasing at spectral singularities[J]. Phys. Rev. A 97, 033840 (2018).
- [32] Novitsky D V, Karabchevsky A, Lavrinenko A V, Shalin A S, Novitsky A V. PT-symmetry breaking in multilayers with resonant loss and gain locks light propagation direction[J]. Phys. Rev. B 98, 125102 (2018).
- [33] Wang L, Chen Y T, Yin K, Zhang Y. Nonreciprocal transmission and asymmetric fast-low light effect in an optomechanical system with two-symmetric mechanical resonators[J]. Laser Phys. 30, 105205 (2020).
- [34] Pucher S, Liedl C, Jin S W, Rauschenbeutel A, Schneeweiss P. Atomic spin-controlled non-reciprocal Raman amplification of fibre-guided light[J]. Nat. Photon. 16, 380 (2022).
- [35] Zaets W, Ando K. Optical waveguide isolator based on nonreciprocal loss/gain of amplifier covered by ferromagnetic layer[J]. IEEE Photon. Technol. Lett. 11, 1012 (1999).

- [36] Song L N, Wang Z H, Li Y. Enhancing optical nonreciprocity by an atomic ensemble in two coupled cavities[J]. Opt. Commun. 415, 39 (2018).
- [37] Lin X Y, Zheng X F, Geng Y, Li G R, Xu Q Y, Wu J H, Yan D, Yang H. Amplified Nonreciprocal Reflection in a Uniform Atomic Medium with the Help of Spontaneous Emissions[J]. Photonics 11, 389 (2024).
- [38] Li G R, Geng Y, Pei X S, Wu J H, Lin X Y, Yan D, Zhang H X, Yang H. Phase and detuning control of the unidirectional reflection amplification based on the broken spatial symmetry[J]. Opt. Express 32, 12839 (2024).
- [39] Geng Y, Pei X S, Li G R, Lin X Y, Zhang H X, Yan D, Yang H. Spatial susceptibility modulation and controlled unidirectional reflection amplification via four-wave mixing[J]. Opt. Express 31, 38228 (2023).
- [40] Pei X S, Zhang H X, Pan M M, Geng Y, Li T M, Yang H. Two-color unidirectional reflections by modulating the spatial susceptibility in a homogeneous atomic medium[J]. Opt. Express 31, 14694 (2023).
- [41] Yang Y, Guan B, Zhang C, Liu L, Liu K. Efficient waveguide coupling of 1D photonic crystal surface plasmon coupling cavity[J]. Optoelectronic Science and Materials 11606, 74 (2020).
- [42] Kim M K. Efficient coupling of a sub-5-nm-gap plasmonic crystal cavity with an integrated waveguide[J]. Opt. Express 23(3), 2040 (2015).
- [43] Zhang S C, Hu Y Q, Lin G W, Niu Y P, Xia K Y, Gong J B, Gong S Q. Thermal-motion-induced non-reciprocal quantum optical system[J]. Nat. Photonics 12(12), 744 (2018).
- [44] Peng B, Ozdemir S K, Lei F, Monifi F, Gianfreda M, Long G L, Fan S, Nori F, Bender C M, Yang L. Parity-time-symmetric whispering-gallery microcavities[J]. Nat. Phys. 10, 394 (2014).
- [45] Song L N, Zheng Q, Xu X W, Jiang C, Li Y. Optimal unidirectional amplification induced by optical gain in optomechanical systems[J]. Phys. Rev. A 100, 043835 (2019).
- [46] Kawaguchi Y, Alù A, Khanikaev A B. Non-reciprocal parity-time symmetry breaking based on magneto-optical and gain/loss double ring resonators[J]. Opt. Mater. Express

- 12(4), 1453 (2022).
- [47] Sounas D L, Alù A. Non-reciprocal photonics based on time modulation[J]. Nat. Photonics 11(12), 774 (2017).
- [48] Wu J H, Artoni M, La Rocca G C. Perfect absorption and no reflection in disordered photonic crystals[J]. Phys. Rev. A 95, 053862 (2017).
- [49] Liu Y M, Gao F, Fan C H, Wu J H, Asymmetric light diraction of an atomic grating with PT symmetry[J]. Opt. Lett. 42, 4283 (2017).
- [50] Chaung Y L, Shamsi A, Abbas M, Ziauddin. Coherent control of nonreciprocal reflections with spatial modulation coupling in parity-time symmetric atomic lattice[J]. Opt. Express 28, 1701 (2020).
- [51] Zhang Y, Wu J H, Artoni M, La Rocca G C. Controlled unidirectional re ection in cold atoms via the spatial Kramers-Kronig relation[J]. Opt. Express 29, 5890 (2021).
- [52] Li T M, Wang M H , Yin C P, Wu J H, Yang H. Dynamic manipulation of three-color light re ection in a defective atomic lattice[J]. Opt. Express 29, 31767 (2021).
- [53] Li T M, Yang H, Wang M H, Yin C P, Zhang T G, Zhang Y. Unidirectional photonic reflector using a defective atomic lattice[J]. Phys. Rev. Res. 6, 023122 (2024).
- [54] Fleischhauer M, Imamoglu A, Marangos J P. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media[J]. Reviews of Modern Physics 77, 633 (2005).
- [55] Harris S E, Field J E, Imamoglu A. Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency[J]. Phys. Rev. Lett. 64, 1107 (1990).
- [56] Scully M O. From lasers and masers to phaseonium and phasers[J]. Physics Reports 219, 191 (1992).
- [57] Lukin M D, Hemmer P, Scully M O. Resonant nonlinear optics in phase-coherent media[J]. Advances in Atomic Molecular and Optical Physics 42, 347 (2000).
- [58] Vitanov N V, Fleischhauer M, Shore B W, Bergmann K. Coherent manipulation of atoms and molecules by sequential laser pulses[J]. Advances in Atomic Molecular and Optical Physics 46, 55 (2001).
- [59] Matsko A B, Rostovtsev Y, Welch G R, Zibrov A S, Scully M O. Slow, ultraslow, stored, and frozen light[J]. Advances in Atomic Molecular and Optical Physics 46, 191 (2001).

-
- [60] Liu C, Dutton Z, Bethroozi C H, Hau L V. Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses[J]. *Nature* 409, 490 (2001).
 - [61] Masko A B, Rostovtsev Y V, Kocharovskaya O, Zibrov A S, Scully M O. Nonadiabatic approach to quantum optical information storage[J]. *Phys. Rev. A* 64, 043809 (2001).
 - [62] Mewes C, Fleichhauer M. Two-photon linewidth of light “stopping” via electromagnetically induced transparency[J]. *Phys. Rev. A* 66, 033820 (2002).
 - [63] Wang K, Peng F, Yang G. Stopping and storing a light pulse in an ultracold atomic medium[J]. *Journal of Optics B* 5, 44 (2003).
 - [64] Schmidt H, Ram R J. All-optical wavelength converter and switch based on electromagnetically induced transparency[J]. *Appl. Phys. Lett.* 76, 3173 (2000).
 - [65] Scully M O. Enhancement of the index of refraction via quantum coherence[J]. *Phys. Rev. Lett.* 67, 1855 (1991).
 - [66] Scully M O, Zhu S Y. Ultra-large index of refraction via quantum interference[J]. *Opt. Commun.* 87, 134 (1992).
 - [67] Harris S E. Lasers without inversion : Interference of lifetime-broadened resonances[J]. *Phys. Rev. Lett.* 62, 1033 (1989).
 - [68] Scully M O, Zhu S Y, Gravrielides A. Degenerate quantum-beat laser: Lasing without inversion and inversion without lasing[J]. *Phys. Rev. Lett.* 62, 2813 (1989)
 - [69] Agarwal G S. Origin of gain in systems without inversion in bare or dressed states[J]. *Phys. Rev. A* 44, R28 (1991).
 - [70] Imamoglu A, Field J E, Harris S E. Lasers without inversion : A closed lifetime broadened system[J]. *Phys. Rev. Lett.* 66, 1154 (1991).
 - [71] Gao J Y, Guo C, Guo X Z, Jin G X, Wang P W, Zhao J, Zhang H Z, Jiang Y, Wang D H, Jiang D M. Observation of light amplification without population inversion in sodium [J]. *Opt. Commun.* 93, 323 (1992).
 - [72] Malz D, Tóth L D, Bernier N R, Feofanov A K, Kippenberg T J, Nunnenkamp A. Quantum-limited directional amplifiers with optomechanics[J]. *Phys. Rev. Lett.* 120, 023601 (2018).
 - [73] Jiang W, Ma Y G, Yuan J, Yin G, Wu W H, He S H. Deformable broadband metamaterial absorbers engineered with an analytical spatial Kramers-Kronig

- permittivity profile[J]. *Laser & Photonics Reviews* 11, 1600253 (2017).
- [74] Liu D, Huang Y, Hu H, Liu L, Luo Y. Designing spatial Kramers-Kronig media using transformation optics[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 68, 2945 (2019).
- [75] Bohnet J G, Chen Z, Weiner J M, Cox K C, Thompson J K. Active and passive sensing of collective atomic coherence in a superradiant laser[J]. *Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics* 88, 013826 (2013).
- [76] Wang L k, Xia Y P, Ho W. Atomic-scale quantum sensing based on the ultrafast coherence of an H₂ molecule in an STM cavity[J]. *Science* 376.6591, 401 (2022).
- [77] Han H S, Lee A, Sinha K, Fatemi F K, Rolston S L. Observation of vacuum-induced collective quantum beats[J]. *Phys. Rev. Lett.* 127, 073604 (2021).
- [78] Javanainen J. Effect of state superpositions created by spontaneous emission on laser-driven transitions[J]. *Europhysics Letters* 17, 407 (1992).
- [79] Field J E, Imamoglu A. Spontaneous emission into an electromagnetically induced transparency[J]. *Phys. Rev. A* 48, 2486 (1993).
- [80] Zhu S Y, Chan R C F, Lee C P. Spontaneous emission from a three-level atom[J]. *Phys. Rev. A* 52, 710 (1995).
- [81] Wu J H, Gao J Y. Phase control of light amplification without inversion in a Λ system with spontaneously generated coherence[J]. *Phys. Rev. A* 65, 063807 (2002).
- [82] Zhao Y, Wu C, Ham B S, Awad E. Microwave induced transparency in ruby[J]. *Phys. Rev. Lett.* 79, 641 (1997).
- [83] Martinez M A G, Herczfeld P R, Samuels C, Narducci L M, Keitel C H. Quantum interference effects in spontaneous atomic emission: dependence of the resonance fluorescence spectrum on the phase of the driving field[J]. *Phys. Rev. A* 55, 4483 (1997).
- [84] Ghafoor F, Zhu S Y, Zubairy M S. Amplitude and phase control of spontaneous emission[J]. *Phys. Rev. A* 62, 013811 (2000).
- [85] Ju L, Li Z Y. Interaction of a two-level atom with single-mode optical field beyond the rotating wave approximation[J]. *Opt. Express* 22, 28671 (2014).
- [86] Fleming C, Cummings N I, Anastopoulos C, Hu B L. The rotating-wave approximation:

- consistency and applicability from an open quantum system analysis[J]. *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical* 43, 405304 (2010).
- [87] Artoni M, La ROCCA G and Bassani F. Resonantly absorbing one-dimensional photonic crystals[J]. *Phys. Rev. E* 72, 046604 (2005).
- [88] Born M, Emil W. Principles of optics : electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light[J]. Elsevier (2013).
- [89] Schilke A, Zimmermann C, Guerin W. Photonic properties of one-dimensionally-ordered cold atomic vapors under conditions of electromagnetically induced transparency[J]. *Phys. Rev. A* 86, 023809 (2012).
- [90] Chamanara N, Taravati S, Deck-Léger Z L, Caloz C. Optical isolation based on space-time engineered asymmetric photonic band gaps[J]. *Phys. Rev. B* 96, 155409 (2017).
- [91] Kuraptsev A S, Sokolov I M. Reflection of resonant light from a plane surface of an ensemble of motionless point scatters: Quantum microscopic approach[J]. *Phys. Rev. A* 91, 053822 (2015).
- [92] Artoni M, La Rocca G C. Optically Tunable Photonic Stop Bands in Homogeneous Absorbing Media[J]. *Phys. Rev. Lett.* 96, 073905 (2006).
- [93] Zhang Y, Xue Y, Wang G, Cui C L, Wang R, Wu J H. Steady optical spectra and light propagation dynamics in cold atomic samples with homogeneous or inhomogeneous densities[J]. *Opt. Express* 19, 2111 (2011)

致 谢

论文终笔，思绪万千。三载研途，始于盛夏，亦将终于盛夏。回望这段光阴，往事如光影交织，历历在目；目之所及，皆是成长的印记。如今行文至此，我即将带着这一路的幸运、感动与收获，告别校园，奔赴人生新的征程。在此向所有给予我指导与支持的师长、同门和家人表达由衷的感谢！

师恩如海，铭记于心。衷心感谢我的导师杨红老师三年来对我的悉心栽培与无私包容。在您的指导下，我不仅获得了专业的学术培养和宝贵的学术平台，更有幸参与了第三届全国光量子科学与技术学术会议、第二十一届全国量子光学学术会议及第六届光量子信息青年论坛等重要学术会议，这些经历极大地拓展了我的学术视野。在论文撰写过程中，杨老师倾注大量心血，从整体架构到行文细节均给予专业指导，其严谨的治学态度和敏锐的学术眼光，使我的论文质量得到质的提升。在杨老师的指导下，我有幸申请到研究生创新课题。三年来，杨老师不仅在学术上悉心栽培，更以身作则教会我诸多为人处世的道理。在此，再次向杨红老师致以最诚挚的感谢！

此外，也要感谢严冬老师、张焱笑老师、刘杨老师对我学术和生活上的悉心指导。同时也要感谢裴笑山师兄、耿玥师姐、李观荣师兄、林新宇师兄对我论文和编程的指导；感谢彭晨师妹、郑怡婷师妹在学习生活中的帮助与关心；感谢任飞帆、郑鑫福师弟、黄磊师弟、王鹏斐师弟、陈端富师弟、郭奕龙越师弟、王晶师弟、吴成祺师弟在各个方面给予我的支持和帮助。最后，特别感恩所有同门伙伴在科研道路上的携手同行，这段共同奋斗的时光令我铭记于心！

永记亲恩。衷心感谢姐姐徐琼华和家人们始终如一的陪伴与支持，你们的理解与鼓励让我在求学路上心无旁骛，在人生抉择时充满勇气。点滴成长皆因有你们托底。惟愿家人平安顺遂，喜乐长宁！

谢谢这个不算优秀但一直在努力的自己，谢谢这个会害怕但始终敢往前走的自己。日子有苦有甜，但未来总会越来越好。希望以后的我，还能像现在这样，脚踏实地，去追寻更大的世界，过自己想要的生活。

学 位 论 文 答 辩 委 员 会 决 议

本论文研究了基于一维缺陷原子晶格非互易反射及其放大，得到了很好的研究成果，为隔离器、环形器等非互易光子器件提供更多的理论依据，推动了量子网络的发展。论文的主要创新性成果如下：

在第一个工作中，创新性地利用斐波那契数列精细的调控晶格缺陷结构，从而打破了极化率、折射率的空间对称性从而实现非互易光反射。

在第二个工作中，巧妙在简单三能级 Lambda 相干原子系统中引入微波场从而构成闭合回路相干原子增益系统，此时产生探测光的增益。再将闭合回路相干原子增益系统与一维缺陷原子晶格相结合实现宽带的单向反射光放大。

在第三个工作中，将三能级原子模型系统中借助非相干泵浦场与自发辐射相干有效实现探测光的增益，再与一维缺陷原子晶格相结合，实现了单向反射光放大。相比于第二个工作，自发辐射相干能够降低晶格周期、大大提高非互易反射光放大的倍数，实现更高效的非互易反射光放大。

该生掌握了本专业的相关基础理论，具有一定的科研能力。论文结构合理，层次清晰，研究内容充实。论文格式规范、句子通顺、表达清晰、逻辑严密、结论合理。论文答辩过程中，讲解重点突出，对于论文阐述清晰，同时能够对答辩委员会提出的问题进行准确的回答，论文达到硕士研究生毕业标准。

答辩委员会表决，一致同意通过硕士学位论文答辩，并建议授予徐琼怡理学硕士学位。

对学位论文及答辩情况的总体评价(在[]划“√”)：

优秀 ☒

良好 []

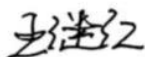
合格 []

不合格 []

表决情况	建议授予博、硕士学位	建议缓授予博、硕士学位	建议不授予博、硕士学位	弃权
	5 票	0 票	0 票	0 票
答辩委员会对授予学位的意见 (请在相应的栏内划“√”)	建议授予博、硕士学位	建议不授予博、硕士学位	弃权	
	√ 5 票	0	0	

答辩委员会委员签名



主席签名 

2025 年 5 月 22 日