

声子晶体的负折射

戚桢翊, 周鲁卫, 黄吉平

(复旦大学物理系应用表面物理国家重点实验室, 上海 200433)

摘要:通过对声子晶体负折射的实验和理论进行梳理, 提出可以通过从对称性角度理解声波在周期性结构中的散射, 来理解声学负折射现象的物理机制. 在此启发下, 本文继而运用有限元模拟, 通过改变背景介质的声学常数, 成功展示了声波在声子晶体中的负折射现象.

关键词:声子晶体; 负折射; 能带结构; 对称性; 有限元模拟

中图分类号: O 422.3

文献标识码: A

文章编号: 1000-0712(2013)05-0044-08

固体物理中, 通过晶体势能在实空间中的周期性, 经过傅里叶变换, 可以得到能量在倒空间, 即动量空间中的周期性^[1]. 利用这种周期性以及能量与波矢的关系, 再通过微扰法, 便可以得到晶体的能带结构. 在此启发下, Kushwaha 于 1993 年首次提出声子晶体的概念^[2]. 所谓声子晶体, 就是密度和弹性常数呈周期性变化的人造晶体, 通常由两种或两种以上弹性介质人工制造而成, 且具有带隙. 而 Benchabane 对半导体、光子晶体和声子晶体进行了比较, 发现三者具有很强的相似性^[3]. 用能带结构去分析声(光)子晶体已成为研究其声学(光学)性质的主要手段^[4]. 声波(光波)在声(光)子晶体中传播会受到周期性调制, 类比固体物理中对周期性势场的处理方式, 可以得到声波(光波)在声(光)子晶体中传播的能带结构. 与固体物理中研究等能面相同, 研究声(光)子晶体的等频面则能比较清晰地了解声(光)子晶体中声波(光波)的散射行为^[5].

人们发现, 光入射到某些人工结构材料(也叫“光学超构材料”)上时, 入射光线和折射光线可以居于法线的同侧, 这便是光学负折射现象^[6]. Gao 等人运用铁磁流体也揭示了光的负折射现象, 并同时提出软光学超构材料的概念^[7]. 针对单轴晶体中的负折射, 也有一些特定的分析手段^[8,9]. 类比声学中, 当声波从普通介质入射到声子晶体中时, 也可以在某些条件下实现声学负折射现象. 在对经典波的研究中, 不同声学常数的材料组合也会产生奇特的声

学现象, 比如 Liu 等人设计的声学“斗篷”, 在斗篷外实现了对物体的隐藏^[10], 以及利用声学超构材料的超散射效果实现声学屏蔽^[11,12], 等等. 在各种声学材料中, 声子晶体备受关注, 而声波的负折射正是基于声子晶体的特殊性质可以获得的一种声学行为. 声学负折射的出现也启发了人们研究声子晶体的成像性能^[13]. 声子晶体的平面透镜成像给声子晶体的应用创造了很多可能性, 比如声学照相机. 此外, 基于光学负折射可以应用到光学隐身中的设想, 或许声子晶体也为实现声学隐身提供了一种可能.

本文将从声子晶体的能带结构出发, 探讨声波在声子晶体中实现负折射的机理.

1 边界条件

1.1 动力学方程

在传统声学中, 确定声波从一种介质到另一种介质中的折射行为, 边界条件通常由动力学方程来决定. 首先假定是平面波入射, 入射角为 θ_i , 反射角为 θ_r , 折射角为 θ_t ^[14]. 入射波的形式为 $p_i = A_i \cdot e^{i(\omega t - k_1 x \sin \theta_i + k_1 z \sin \theta_i)}$, 反射波为 $p_r = B_i e^{i(\omega t - k_1 x \sin \theta_r - k_1 z \sin \theta_r)}$, 折射波为 $p_t = A_2 e^{i(\omega t - k_2 x \sin \theta_t + k_2 z \sin \theta_t)}$.

由声压在界面上的连续性, 有方程

$$p_1(x, z, t) \Big|_{z=0} = p_2(x, z, t) \Big|_{z=0} \quad (1)$$

式(1)中, $p_1 = p_i + p_r$, 表示在第一种介质中的声压, $p_2 = p_t$, 表示在第二种介质中的声压. 代入 p_i , p_r 和 p_t

则有

$$A_1 e^{i(\omega t - k_1 x \sin \theta_1)} + B_1 e^{i(\omega t - k_1 x \sin \theta_r)} = A_2 e^{i(\omega t - k_2 x \sin \theta_2)} \quad (2)$$

同时,界面处法向振幅也应当连续,即有

$$u_{1z}(x, z, t) \Big|_{z=0} = u_{2z}(x, z, t) \Big|_{z=0} \quad (3)$$

式(3)中

$$\begin{aligned} u_{1z} &= -\frac{1}{\rho_1} \int \frac{\partial p_1}{\partial z} dt = \\ &= -\frac{1}{\rho_1} \int \frac{\partial p_i}{\partial z} dt - \frac{1}{\rho_1} \int \frac{\partial p_r}{\partial z} dt \\ u_{2z} &= -\frac{1}{\rho_2} \int \frac{\partial p_2}{\partial z} dt \end{aligned}$$

再次代入 p_i, p_r 和 p_2 , 得到

$$\begin{aligned} -\frac{A_1}{\rho_1 c_1} \cos \theta_i e^{i(\omega t - k_1 x \sin \theta_i)} + \\ \frac{B_1}{\rho_1 c_1} \cos \theta_r e^{i(\omega t - k_1 x \sin \theta_r)} = \\ -\frac{A_2}{\rho_2 c_2} \cos \theta_2 e^{i(\omega t - k_2 x \sin \theta_2)} \end{aligned} \quad (4)$$

式(2)和式(4)应当对任意的 x 和 t 都成立. 因此有

$$k_1 \sin \theta_i = k_1 \sin \theta_r = k_2 \sin \theta_2 \quad (5)$$

与式(5)等价的是 $\theta_i = \theta_r$ 和 $\frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_2} = \frac{k_2}{k_1} = \frac{c_1}{c_2} = n$, 其中第二个式子正是我们熟悉的斯涅耳折射定律. 可见,当声波从一个介质进入另一个介质时,从牛顿力学出发,根据边界的连续性很容易地得到边界条件,即声波波矢的折射面的平行分量在折射过程中守恒.

然而,当我们想要用同样的方法研究声子晶体时,由于周期性结构对声波的散射作用,动力学方程变得非常复杂. 更为重要的一点是:我们失去了对声波传播的整体把握,无法得到宏观上声波的传播行为. 因此,本文试图用一种更为简单的思维方式来处理这种折射现象. 由于其基本观点是对称性,因此对于声子晶体和光子晶体都同样适用.

1.2 空间对称性与布洛赫波守恒

由经典力学知,时间对称性导致能量守恒,而空间对称性导致动量守恒. 如果运用到波,波的动量是 αk (α 是一个常数,声波的动量是 $n_p \frac{h}{2\pi} k^{[15]}$, 其中 n_p 是声子密度. 光波的动量是 $\frac{h}{2\pi} k$), 下面的讨论将省略前面的常数. 对于折射现象,从一种介质到另一种介质,空间对称性在某种程度上被破坏了,因为两种空间对于一束波来说并不同,因此这个整体是不均匀的. 但是在两种介质的界面上,空间对称性仍然存在.

在. 从界面上的一点平移到界面上的另一点,这两点本质上是没有任何区别的. 所以空间对称性在平行于界面方向成立. 因此对于一束从一种均匀介质入射到另一种均匀介质的波,其平行于界面方向的动量 k 是守恒的.

下面将这种思想运用到具有周期性结构的介质中去. 我们知道,从周期性结构界面上的一点移到另一点,并不一定跟原来等同. 如图 1(a) 中所示,两个箭头所指的两点空间上并不等同. 但是,由于界面具有周期性. 如果按照周期来移动,结果就不同了,如图 1(b) 所示,实线(虚线)箭头移到实线(虚线)箭头的位置之后与之前的点是完全等同的. 所以实际上,周期性结构中的空间对称性依然存在.

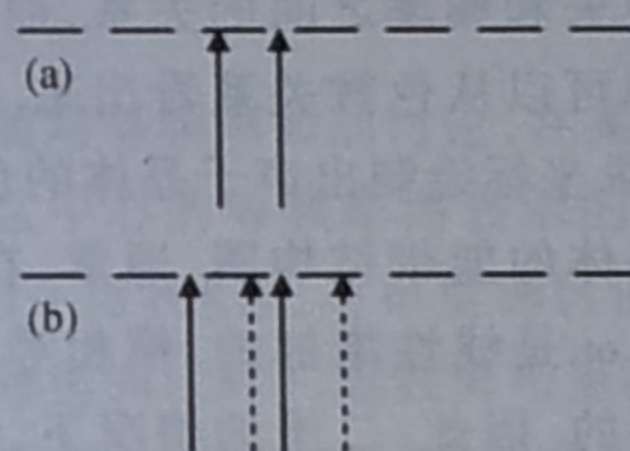


图1 对称性示意图

为了证明这个角度去考虑问题是可行的,这里用最简单也最为大家所熟悉的例子——光栅来解释这个问题. 对于折射,不论是声波还是光波,最基本的公式就是之前推导的斯涅尔定律

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$$

根据折射率和波速的关系,斯涅耳定律可以写成

$$k_1 \sin \theta_1 = k_2 \sin \theta_2 \quad (6)$$

大学物理中,大家熟知的光栅方程为

$$k \sin \theta_1 - k \sin \theta_2 = n \frac{2\pi}{d} \quad (7)$$

式(6)和式(7)相比较,不同之处在于后面的因子 $n \frac{2\pi}{d}$. 显而易见的结论是:对不同的周期性结构,这

个因子只跟 d 有关;仔细观察,发现 $\frac{2\pi}{d}$ 正是这个周期性结构的倒格子基矢. 我们也可以将式(7)写成 $k \sin \theta_1 = k \sin \theta_2 + n \frac{2\pi}{d}$. 其物理含义是:在周期性界面上,不再有原来的波矢 k 平行于折射面的分量守恒,守恒的是波矢加上整数倍的倒格子基矢(我们称之为布洛赫波矢)平行于折射面的分量. 而周期性结构的对称性正体现在这个倒格子基矢上. 所以实际上,这两个方程并没有本质上的区别,而只是由于对称

性的不同,造成了周期性结构多了这样一个因子.另一方面可以设想,在均匀的界面上,周期可以视为无穷小.于是因子 $\frac{2\pi}{d}$ 无穷大,因此等式右边的 n 只能取值为 0,导致了这个因子消失.

推广以上讨论,可以得出结论:波从普通介质入射到周期性结构中,边界条件是布洛赫波矢平行于界面的分量守恒.本文将在周期性结构中的等频率面部分(即 2.1 节)进一步理解这个结论.

2 等频率面的分析

2.1 周期性结构中的等频率面

声子晶体通常是由周期性结构构成的.等频率面反映的是波矢和频率之间的关系,而声子晶体中的波矢与频率可以从色散关系看出来.用波矢为横坐标,频率为纵坐标绘制出声子晶体的色散关系,便得到了声子晶体的能带结构图.通常,在介质中,随着 $|k|$ 的增加, ω 是线性增加的,模相等的波矢对应的频率是相等的.因此,二维的情况下,等频率面应当是一个圆.

但是在声子晶体结构中,由于结构周期性势场的调制,等频率面变得比较复杂.

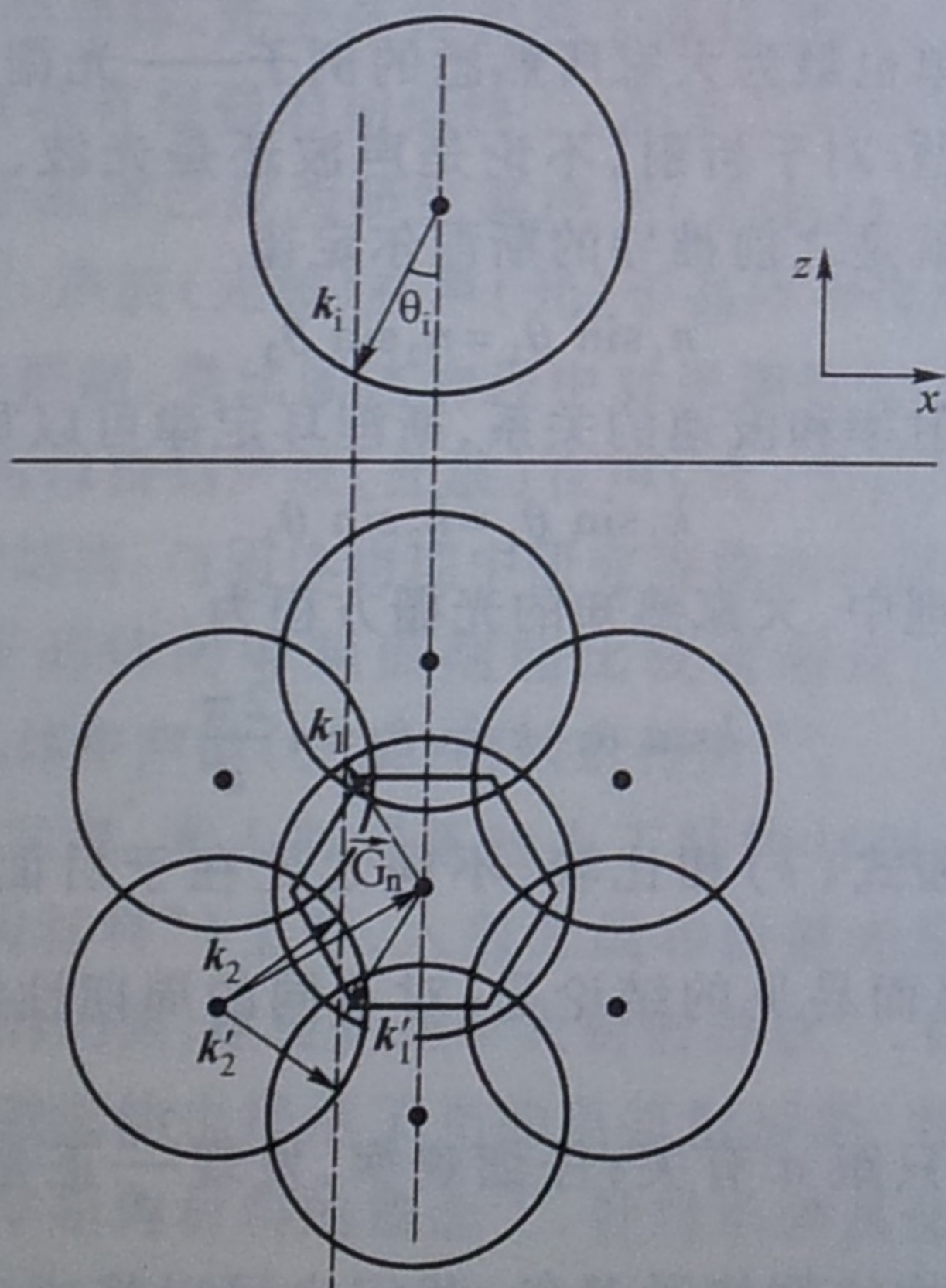


图 2 声波从普通介质入射到三角阵列声子晶体,其中 k_i 是入射波矢, k_1, k'_1, k_2, k'_2 是声子晶体中可能的散射波矢

首先讨论空晶格模型,根据能带结构的折叠,对某个频率,等频率面不再是一个单一的圆,而是很多圆.此时,若用经典的斯涅耳定律,即波矢 k 的平行

分量守恒,声波从一种介质入射到另一种介质中可以如图 2 所示.从图中可以看出, $k_1(k_2)$ 和 $k'_1(k'_2)$ 在 x 方向上的投影刚好相差一个 G_n 在 x 方向上的投影.与我们在 2.2(空间对称性与布洛赫波守恒)得到的推广结论相符.

其次,在周期性势场的调制下,对于一个既定的方向, $\frac{\partial \omega}{\partial k}$ 不再是常量,所以当存在真实的结构而不是空晶格模型时,在布里渊区边界,由于周期性势场的微扰作用,等频面会被打开,之前的圆根据能带结构的改变可能变成其他形状.

两种效应叠加,如图 3(a),当等频面拓展到高布里渊区,可以看到等频面分布在多个布里渊区.图 3 中有三个等频面,分别为点划线、虚线、实线,频率依次增大.然后进行能带的折叠,如图 3(b),把实线等频面在第二布里渊区中的一部分通过平移倒格矢平移到第一布里渊区中,虚线等频面全部移至第二布里渊区中,得到图 3(c).可见,当把第二布里渊区中的等频率面平移到第一布里渊区,第二布里渊区的实线反而移到了中间.即当波矢 k 的绝对值在某些范围时,随着 $|k|$ 增大,等频率面的大小反而缩小.

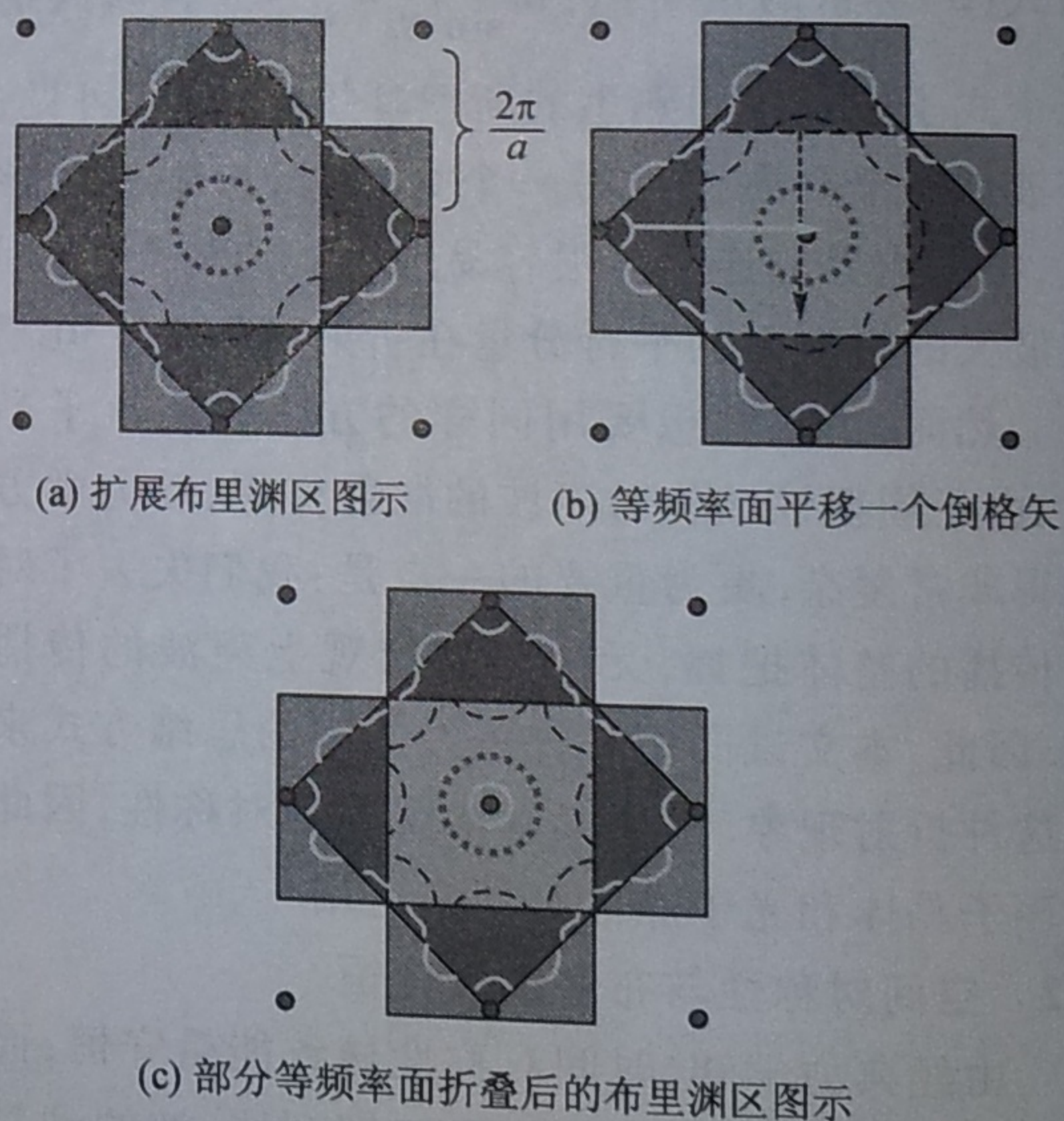


图 3 二维正方格子的布里渊区中等频面.点划线等频面表示的频率最小,虚线等频面表示的频率大小中等,实线等频面表示的频率最大

2.2 介质中的波矢与群速度

表征波的物理量有很多,这里讨论波矢 k 与群速度 v_g .

通常情况下,波的传播方向可以用波矢 k 来表

示.但是声波进入周期性结构中,由于色散关系在布里渊区边界是非线性的,对于某个给定方向, $v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}$ 也就不再是常矢量,因此 v_g 与 k 传播方向也不再始终一致.由相速度 $v_p = \frac{\omega}{k}$,知道 k 的方向与相速度的方向相同,但相速度仅能体现相位的传播,而非波携带的能量的传播.可见,群速度方向与波矢方向的不一致,从波传播的图像上来看,就是波的等相位面与波包移动方向并不垂直,由于周期性结构的散射,波不能沿着垂直于波前的方向顺利地传播.但是,因为声波是压力波(传播到介质中时,介质分子变密或者变疏,相对于之前的状态势能增加),所以,声波传播一定伴随着能量的传播.因此,群速度 v_g 的传播方向才是声波传播的方向.得到 v_g 的方向有两步.第一,根据之前得到的布洛赫波矢守恒和等频面得到晶体中可能被激发的波矢 k_c ;第二,根据色散关系 $v_g = \nabla_k \omega$,也就是等频面的形状,得到群速度 v_g .

如图4(a)中,水平线上方的大圆表示普通介质中的一个等频面,此时在该介质中有一束入射波入射,根据布洛赫波矢守恒,用虚线来截出平行于界面的分量,于是,在水平线下面的周期性结构中,对应相等的频率 ω ,也有对应的等频面,可能会比普通介质中的大或者小,或者也根本不是圆形,如果实线小圆是相应等频面,那么可能的散射波就应该是如图4(a)中的箭头.如果虚线为对应的等频面,折射波矢就应该有如图4(b)中的箭头所示.

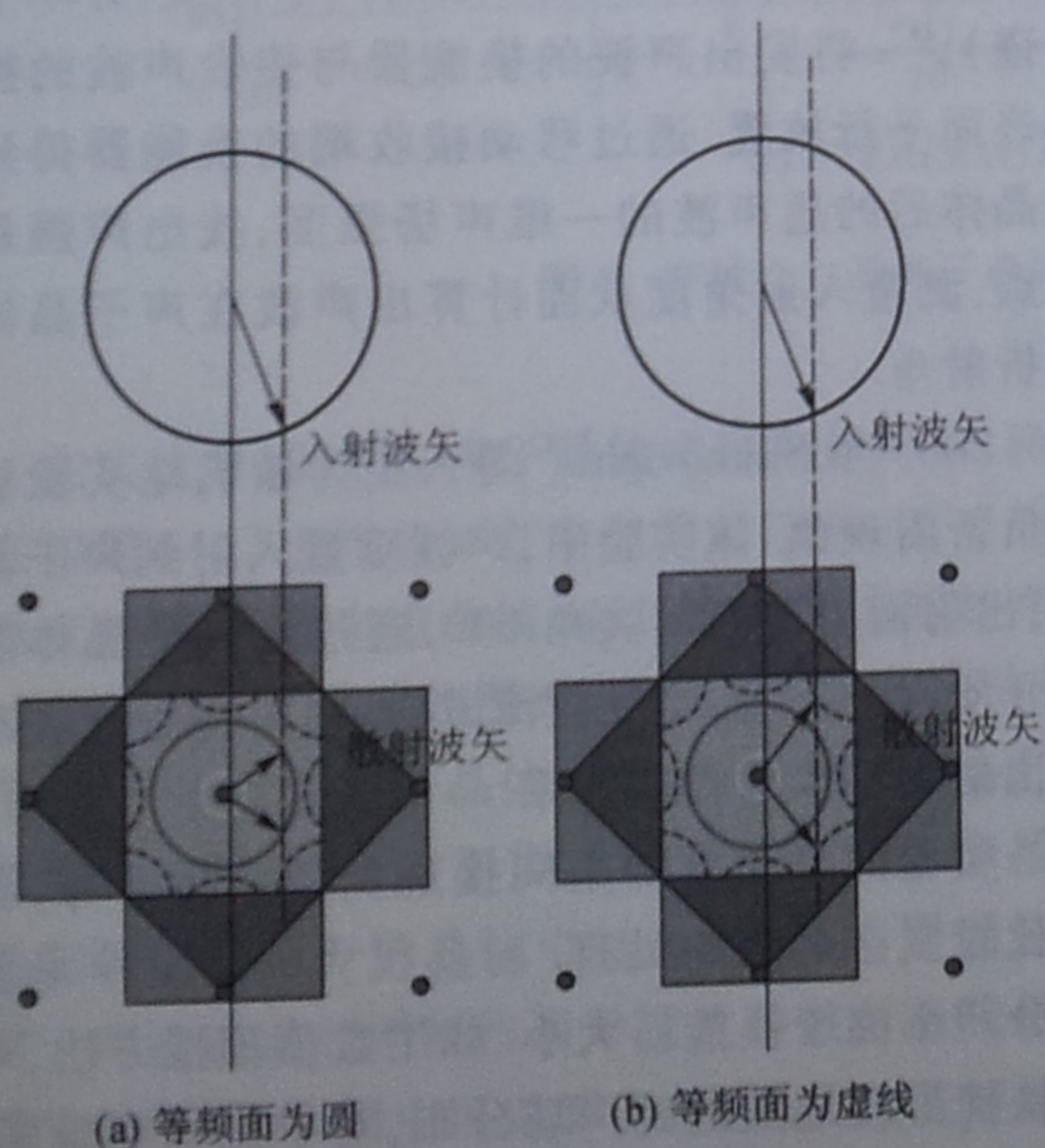


图4 声波在声子晶体中的折射

知道了波矢在两种介质中的折射行为,接下来再看群速度的行为.由于有色散关系 $v_g = \nabla_k \omega$,那么很显然,群速度的方向应当和等频率面垂直,这点从色散关系的形式就可以看出来.就跟电场线的方向总是与等势线垂直是一个道理,只不过对等势线求导的是实空间笛卡尔坐标系中的坐标分量,而这里对频率 ω 求导的是倒空间.所以对 k 求导实质上与实空间对坐标求导没有任何区别.

此外,还需要知道等频面的变化趋势,即对于一个等频面,朝哪边移动频率增加,朝哪边移动频率减小.类比电场与电势,仅仅电场线总是垂直于电势还不够,因为电场线有方向,即电势下降的方向.同样,我们需要确定群速度的方向,也就是需要知道等频率面增加的方向.

参考之前对等频率面的讨论,在某些情况下,越远离布里渊区中心的等频率面表示的频率越大,在另一些情况下(当我们把高布里渊区的部分等频率面平移到第一布里渊区时),越远离布里渊区的等频率面表示的频率越小.对于前者(后者),群速度垂直于等频率面向外(向内).

再看波矢的方向,因为我们是在倒空间中讨论,所以波矢的方向永远是从倒格点出发到某个等频率面上的某一点.基于以上对波矢方向和能流方向的说明,可以看出,波矢方向与能流方向并没有多大的联系,它们可以不在一条直线上,也可以朝着完全相反的方向.

2.3 负折射的形成

负折射的定义是入射波的能量与折射波的能量传播方向在界面法线的同侧.由于群速度方向即是能量传播的方向.因此我们需要讨论的是群速度.通常研究的是从普通介质到声子晶体(或者相反)中的声波传播,对于普通的均匀介质,声波的能量方向与波矢方向一致.

图5^[16]表示声子晶体的倒空间.圆形是空气中的等频面,以 M 点为中心的闭合曲线(图中的圆角正方形)则是声子晶体中相应频率的等频面.形成以 M 点为中心的闭合曲线是因为当频率增大,等频率面逐渐接近到达布里渊区边界之后,由于周期性势场,等频率面不再是以 Γ 点为中心的圆形,在布里渊区边界产生形变并垂直于布里渊区边界.圆角正方形左下边(靠近圆的一条边)的形成正是因为这个原因.而能形成闭合的曲线则是由倒空间的对称性导致的.能带结构的周期性提示我们,其他3个跟 M 点对称性等同的点的边可以直接平移到 M 点处.

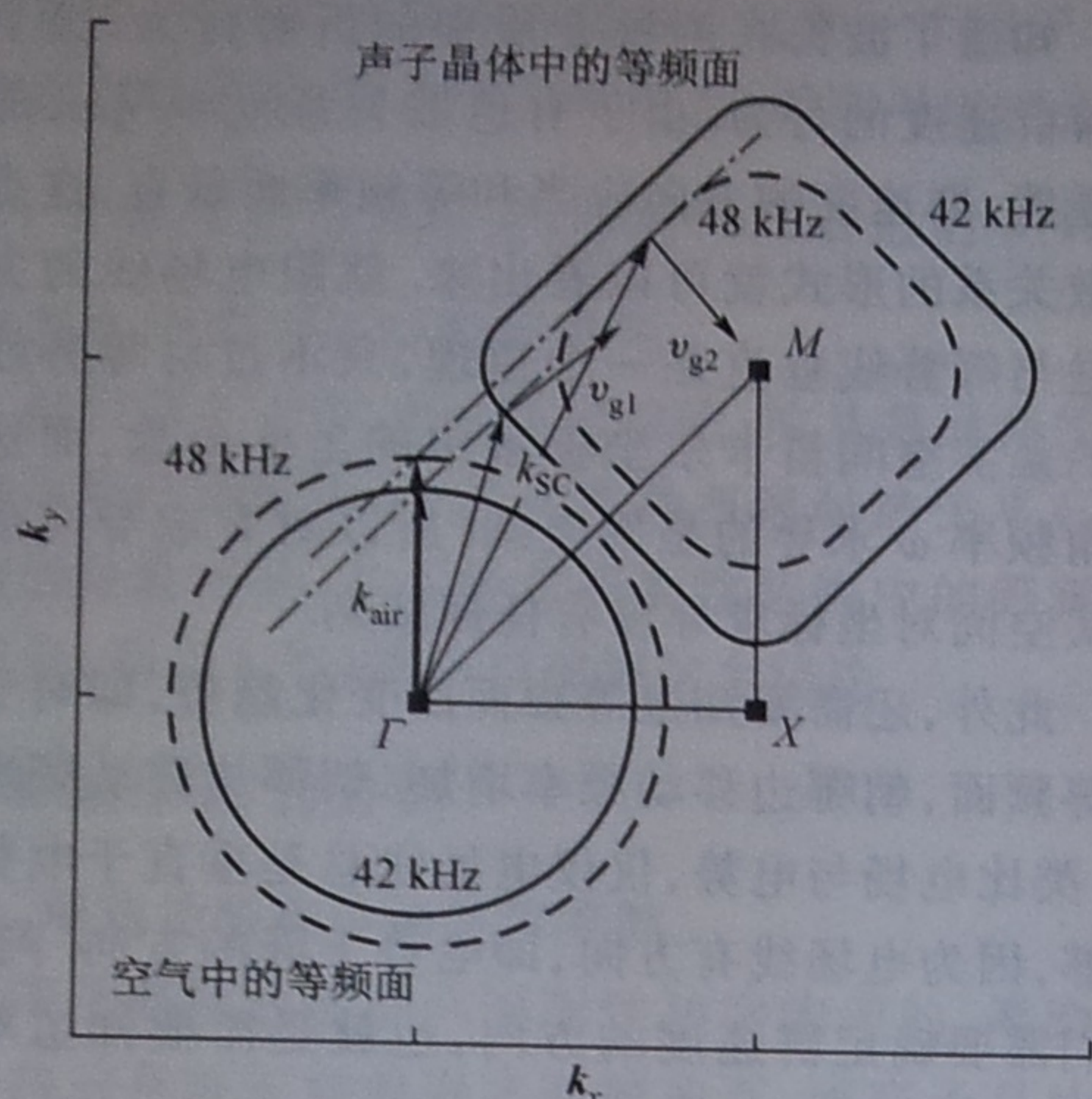


图5 空气和声子晶体中 42 kHz(实线)和 48 kHz(虚线)的等频面

从 Γ 点出发,与两个圆相交的箭头分别对应于空气中频率为 42 kHz(封闭实线)和 48 kHz(封闭虚线)的入射波矢.两种介质交界面垂直于 Γ 与 M 点连线方向,按照之前的布洛赫波矢守恒,做垂直于界面的虚线,即图中两条虚直线,该虚线和声子晶体中的等频面有一交点,该点与 Γ 点的连线便是声子晶体中被激发出的声波波矢,如图 5 中以 Γ 为起点,以虚线和 M 点为中心的两个等频面的交点为终点的两条箭头.实线代表的是 42 kHz,虚线代表的是 48 kHz,说明频率大的等频面以 M 为中心的半径反而越小.所以在声子晶体中,对于以 M 点为中心的实线等频面,群速度的方向垂直于等频面并且指向频率上升的一方(即向内),对于虚线等频面同理,群速度的方向垂直于该等频面并且指向频率增加的方向(向内).两条指向 M 点的箭头 v_{g1} 、 v_{g2} 表示群速度.从图 5 中可知,对于这两个波,群速度和入射波矢都在界面法线(即图中的两条虚直线)的同侧,因此,这两种情况都达到了负折射.而且值得注意的一点是,对于 42 kHz 的波,由于与声子晶体的等频面相交在第一布里渊区中,所以此时该方向的色散关系满足: $\frac{\partial \omega}{\partial k} > 0$,也就是说,在第一个能带就出现了负折射现象.

在多数情况下,第二能带中更容易实现负折射现象.图 4(a)、(b)都画出两种可能的散射波矢,此时需要分两种情况讨论.第一种情况,在所讨论的频率范围中,当频率增大时,等频面的半径也增大.此时得到的群速度方向指向等频面外,跟波矢的方向

基本一致(完全一致当且仅当该点处等频率面切线的法线经过圆心).从物理上讲,能流始终应该向下流,因为在界面上不存在能流的漏,在声子晶体下方也不存在能流的源.因此我们选择向下的波矢作为合理的解.这时很明显,发生的是正折射,因为两种介质中能流传播方向在平行于界面的方向上都是向右.第二种情况,如果在所讨论的频率范围中,频率增大(通常发生在高维布里渊区,即第二或者更高的能带),等频面的半径减小,此时能流方向(群速度方向)与波矢方向基本相反.遵循能量守恒原则,若将图中表示波矢的箭头反向,需要选择方向向下的能流,也就是方向向上的波矢,此时能流传播方向与人射波矢方向是在法线两侧,因此,能量的传播在界面方向上的投影出现了折返——之前是向右,经过界面之后是向左,即负折射现象.

3 主要研究方法

从声子晶体的概念被提出以后,人们采用多种实验和理论研究手段对声子晶体的声学性质做了详细研究. Kushwaha 等人推导出色散关系 $\omega_n(\mathbf{k})$ 的本征方程并理论上找到正方格子的禁带^[17],提出了计算能带的平面波展开法.多散射理论也是研究计算声子晶体能带比较常用的方法.

关于声学负折射的实验,这里列举两种方法.

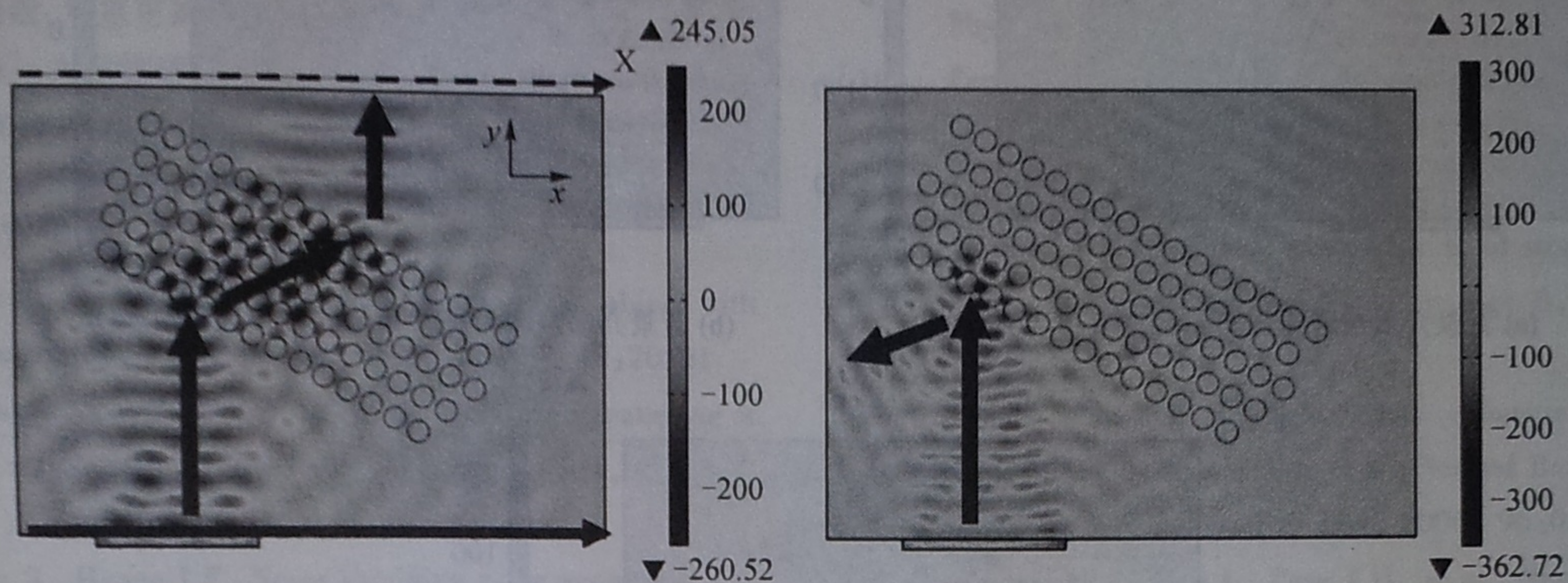
2005 年 Feng 等人假定入射声子晶体的声波与出射声子晶体的声波完全平行(该假定是基于光学的类比,将声子晶体看成一般的声学介质,并不十分严谨)^[18].将发出声波的换能器与接收声波的换能器表面平行放置.通过移动接收端的换能器得到声子晶体后的超声波的一维声场强度,找出声强最强的点,测量入射角度从而计算出声波在声子晶体中的折射角.

2008 年 Sukhovich^[19]等人更为精确地实验验证了负折射现象.该实验中,声波垂直入射到声子晶体中,出射面与入射面夹角 60° ,通过测声子晶体之后的介质内的声场,得到能流方向,便可得到比较准确的出射角和入射角的关系.

实验测量通常都是间接观测到声场分布,要经过比较复杂的数学处理.而且很大程度上声场测量的分辨率囿于换能器大小.如用数值模拟方法,可以更快更方便地观测到声场分布,对于预估实验现象,评估实验方案有很大作用.基于此考虑,我们用有限元模拟软件 Comsol 对超声波在声子晶体中的传播行为进行了模拟.

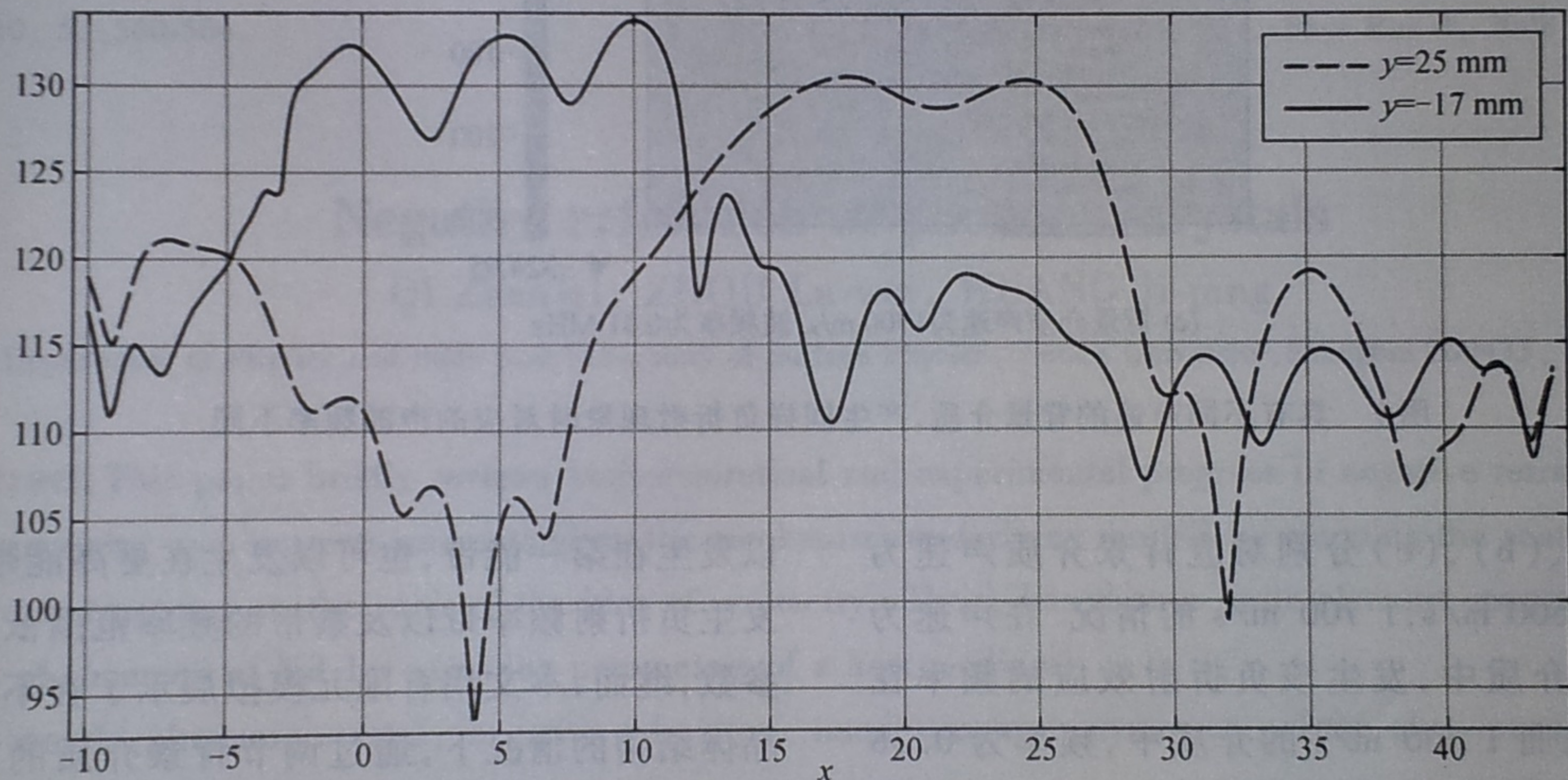
图 6 中,声波从下面发出,在空间形成声场,其中右边的柱状标志表示声压,从下到上表示声压从小到大.从图 6 中可清晰观察到,频率为 0.35 MHz 的声波在声子晶体中出现负折射,并且入射波矢跟

出射波矢几乎平行(图 a).而 0.50 MHz 的声波几乎不能通过声子晶体(图 b),此时,声波的频率处于声子晶体在该传播方向的禁带.



(a) 中超声波的频率为 0.35 MHz

(b) 超声波的频率为 0.5 MHz



(c) 声源处(实线)及接收处(虚线)的声场强度分布

图 6 声波在二维声子晶体中折射行为的模拟图,圆形代表钢柱

在实验中,如果在声子晶体之后测量声场,换能器在如图 6(a)虚线的 x 方向上移动测量,测得的声场强度如图 6(c)中虚曲线.而其中实曲线则是声波经过声子晶体之前在如图 6(b)的 x 方向上的分布.可见,由于声波在声子晶体中折射,导致其声场最强的部分在 x 方向平移.而声波在声子晶体中传播其实是不断地受到声子晶体中结构的散射,周期性结构对于声波特别的调制作用导致这种散射造成的能量损失并不多,从图中可以看出,虚线最大值相比实线最大值,两者几乎相当,至少在同一数量级.

除此之外,考虑到对于同一个声子晶体,声波实现负折射或者达到禁带的频带比较窄,为了拓宽声

子晶体实现声波负折射的能带,本文还研究了用不同声速的背景介质对声子晶体能带结构的影响.由于背景介质的声速不同,对于相同的 k ,对应的 ω 就不同,所以背景介质声速的影响表现在改变等频面大小上.因此,对于声速越大的介质,对于相同的 k ,由于公式 $k = \frac{\omega}{v}$, ω 就越大.特别地,对于相同的晶格,倒空间里布里渊区边界对应的 k 不变,其对应的频率应当增大.于是,声子晶体的禁带频率也增大,出现负折射现象的频率范围也应该增大.

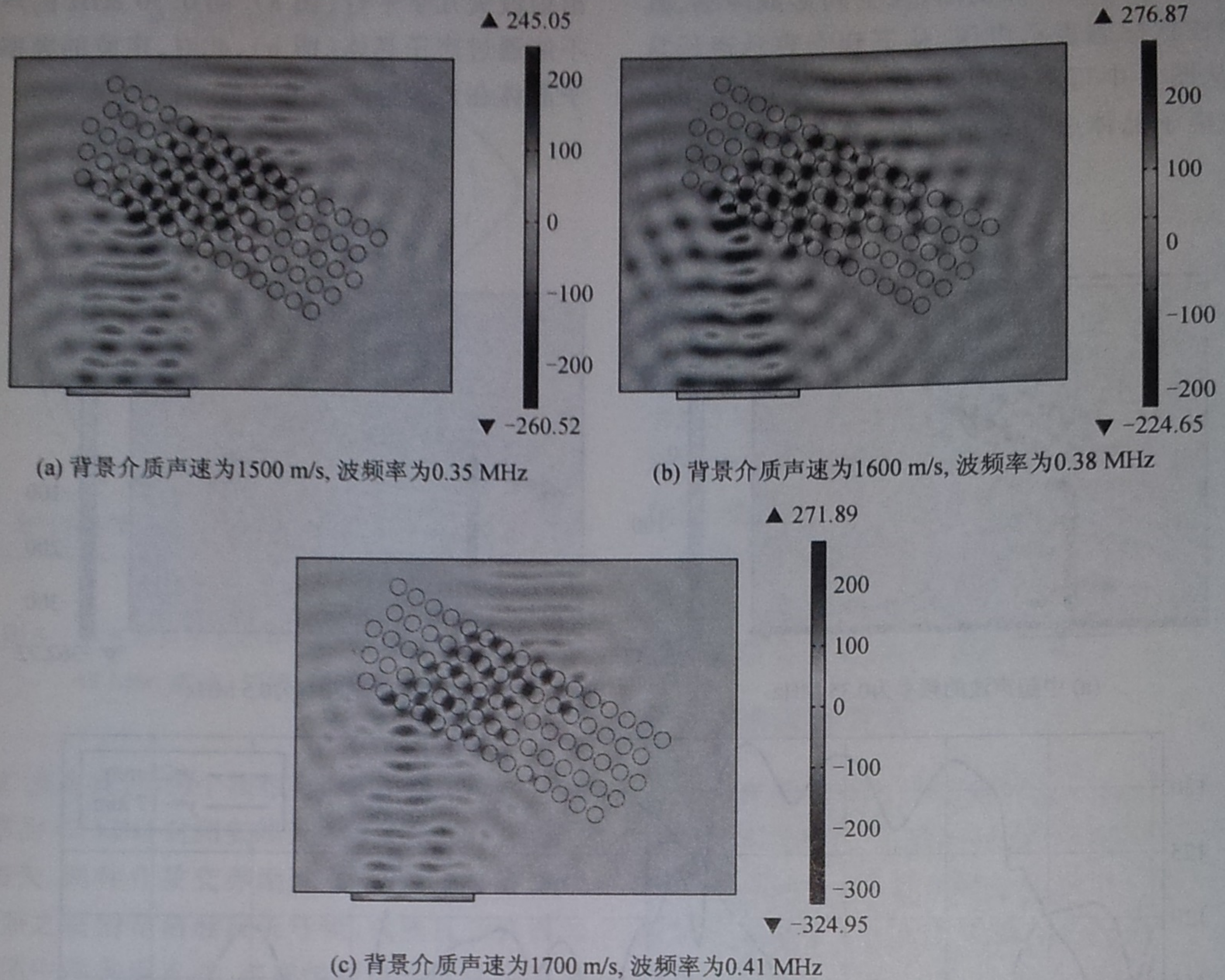


图7 具有不同声速的背景介质,产生同样负折射现象时对应的声波频率不同

图7(a)、(b)、(c)分别对应背景介质声速为1500 m/s, 1600 m/s, 1700 m/s的情况. 在声速为1500 m/s的介质中,发生该负折射效应的频率在0.35 MHz处,而1600 m/s的介质中,频率为0.38 MHz的声波才能在声子晶体中发生负折射效应. 当背景介质的声速提高到1700 m/s时,声波的频率需要达到0.41 MHz. 可见,如果改变背景介质的密度或者体积模量造成声波在介质中的声速改变,那么就能改变声子晶体的能带,从而实现负折射或者禁带的频率范围的拓宽.

4 结论

本文用对称性的观点解释波入射到周期性结构中的散射行为遵循布洛赫波守恒原则,从而给出声波入射声子晶体之后可能激发的多个声波波矢. 通过分析声子晶体中的等频率面以及色散关系,说明声波的群速度总是垂直于等频面并且指向频率增加的方向,因此群速度与波矢的方向没有本质上的关联. 利用能量守恒,便可以得到物理上可能的群速度方向,从而知道声波的传播方向. 声学的负折射既可

以发生在第一能带,也可以发生在更高能带. 而声波发生负折射频率带以及禁带的频率范围依赖于多种参数,继而,本文用有限元模拟展示了在不改变声子晶体结构的情况下,通过调节背景介质的声速来人为调节声子晶体的带隙,使其在不同的频率带实现负折射现象.

参考文献:

- [1] 阎守胜. 固体物理[M]. 3版. 北京:北京大学出版社,2011.
- [2] Kushwaha M S. Acoustic band-structure of periodic elastic composites [J]. Phys Rev Lett, 1993, 71:2022-2025.
- [3] Benchabane S, Khelif A, Robe L, et al. Elastic band gaps for surface modes in an ultrasonic lithium niobate phononic crystal [J]. Proc of SPIE, 2006, 6182:662220.
- [4] Cubukcu E, Aydin K. Electromagnetic waves: Negative refraction by photonic crystals [J]. Nature, 2003, 423(6940):604-605.
- [5] Notomi M. Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals: Refractionlike behavior in the vicinity of the photonic band gap [J]. Phys Rev B, 2000, 62

- (16):10696-10705.
- [6] 谈苏庆,高文琦. 负折射材料的非寻常折射[J]. 大学物理, 2005, 24(8):1-8.
- [7] Gao Y, Huang J P, Liu Y M, et al. Optical Negative Refraction in Ferrofluids with Magnetocontrollability [J]. Phys Rev Lett, 2010, 104:034501.
- [8] 刘丽敏. 用惠更斯作图法分析单轴晶体中的负折射现象[J]. 大学物理, 2008, 27(5):6-9.
- [9] 刘丽敏, 崔博勋. 用惠更斯作图法讨论单轴晶体中双波长双负折射现象[J]. 大学物理, 2011, 30(3):59-61.
- [10] Liu B, Huang J P. Acoustically conceal an object with hearing[J]. Eur Phys J Appl Phys, 2009, 48:20501.
- [11] Zhao L, Liu B, Gao Y H, et al. Enhanced scattering of acoustic waves at interfaces [J]. Front Phys, 2012, 7(3):319-323.
- [12] Liu B, Huang J P. Noise shielding using acoustic metamaterials [J]. Commun Theor Phys (Beijing, China), 2010, 53:560-564.
- [13] Ke M Z, Liu Z Y. Negative-refraction imaging with two-dimensional phononic crystals [J]. Phys Rev B, 2005, 72:064306.
- [14] 许肖梅. 声学基础 [M]. 北京:科学出版社, 2003.
- [15] Sato M, Fujii T. Quantum mechanical representation of acoustic streaming and acoustic radiation pressure [J]. Phys Rev B, 2001, 64:026311.
- [16] Feng L, Liu X P, Chen Y B, et al. Negative refraction of acoustic waves in two-dimensional sonic crystals [J]. Phys Rev B, 2005, 72:033108.
- [17] Kushwaha M S. Theory of acoustic band structure of periodic elastic composites [J]. Phys Rev B, 1994, 49:2313-2322.
- [18] Feng L, Liu X P, Lu M H, et al. Acoustic Backward-Wave Negative Refractions in the Second Band of a Sonic Crystal [J]. Phys Rev Lett, 2006, 96:014301.
- [19] Sukhovich A, Jing L, Page J H, et al. Negative refraction and focusing of ultrasound in two-dimensional phononic crystals [J]. Phys Rev B, 2008, 77:014301.

Negative refraction of phononic crystals

QI Zhen-yi, ZHOU Lu-wei, HUANG Ji-ping

(Department of Physics and State Key Laboratory of Surface Physics, Fudan University, Shanghai 200433, China)

Abstract: This paper briefly reviews both theoretical and experimental progress in negative refraction (NR) of phononic crystals, and suggests understanding the mechanism underlying the NR by studying the scattering of waves in periodical structures on the basis of the idea of symmetry. Then, based on a finite element approach, this paper shows the phenomena of NR by adjusting parameters of a host medium.

Key words: phononic crystal; negative refraction; band structure; symmetry; finite element simulation

《大学物理》三十年纪念文集隆重出版, 欢迎订购!

内容简介:《大学物理》自1982年创刊,至今已经历了30个春秋,本书从30年间在《大学物理》上发表的文章中选择了一些有代表性的文章,汇集成册,书名为《物含妙理——大学物理三十年荟萃》,借以纪念《大学物理》30华诞.这些文章的作者包括著名物理学家、资深院士和工作在大学物理教学第一线的教授.文章内容包括理念和实验,涵盖了物理学的多个学科,本书中按照文章的发表时间排序.在这些文章中,有些介绍了当时物理学的前沿问题,有些指出了当时高校物理教学中所遇到的疑难问题并给出了解决方案,有些回顾了物理学发展历史中的重要事件并说明了这些历史事件对后来物理学研究的启示作用,有些论述了当时物理教学的改革思路和实践.总之,这些文章的内容反映了我国高校物理教学的发展历程,同时也记录了《大学物理》的成长过程.

书名:《物含妙理——大学物理三十年荟萃》

书号:978-7-04-037143-7

定价:52.00

订书热线:010-58581114/1115/1116/1117/1118