第 56 卷 第 5 期 2007 年 5 月
1000-3290/2007/56(05)/2719-06
物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA
Vol.56,No.5,May,2007

各向异性磁电介质量子真空水平上的动量转移*

沈建其[1)3)†]　庄　飞[2)]

1)(浙江大学光及电磁波研究中心,紫金港校区(东五楼),杭州　310058)

2)(杭州师范学院理学院,凝聚态物理研究所,杭州　310012)

3)(浙江大学-瑞典皇家工学院光子学联合研究中心,紫金港校区,杭州　310058)

(2006 年 7 月 17 日收到;2006 年 10 月 17 日收到修改稿)

通过计算各向异性磁电材料内电磁场模式的本征方程研究了任意方向量子真空模式对磁电材料动量转移总贡献,并指出介质由真空动量转移所获得速度可以由目前发展起来的光纤光学传感器(能测量纳米量级速度)所探测.对该量子真空宏观力学效应的物理机理与潜在应用也做了讨论.

关键词:各向异性量子真空,动量转移,磁电材料

PACC:4270,4250,4120

1.引　　言

自从量子力学建立以来,真空(量子场的基态)的物理性质在多个领域(如量子场论、量子光学以及凝聚态物理等)中得到了广泛研究[1—4],为此发现了一系列新奇的量子真空效应与现象,如真空拓扑结构[1]、Casimir 效应[2]、电子反常磁矩、真空极化(导致 Lamb 移动与氢原子超精细结构)[3]、QED 腔真空模式对原子自发辐射的影响[4]等.近年来研究人员发现,一些电磁介质(以及人工复合材料)中也能表现出有趣的量子真空效应,如量子相干效应致使在 EIT(电磁感应透明)介质中原子真空自发辐射抑制[5]、在真空水平上的磁电双折射[6]、真空诱导 Berry 相位(真空水平几何相位)[7,8]等.但是,值得指出的是几乎所有这些真空效应都是在微观领域中才表现出来的,而宏观量子真空效应(譬如量子真空对宏观介质的力学效应)却鲜有研究.造成这一状况的原因可能是这类真空力学效应过于微弱,因此无法产生宏观可测现象.本文研究该类效应之一,即量子真空对各向异性材料宏观水平上的力学贡献(这一贡献导致量子真空与各向异性材料之间发生动量转移效应),同时我们还指出该类效应可以被目前的精密测量技术所探测[9].

对于各向同性材料,其量子真空涨落场也具有各向同性,因此一般表现不出其宏观力学效应.但是对于各向异性材料,由于其内部可以造就一个各向异性电磁环境,从而使得量子真空也具有各向异性秉性,如表现为具有非零的动量与角动量密度等,这导致材料与真空之间会发生宏观力学量(能量、动量与角动量)的转移,表现出量子真空宏观力学效应.Feigel 在近年研究过磁电材料中量子真空对材料的力学贡献[10],但是只研究了最简单的本征模式(沿主轴传播)的真空水平动量对介质的力学贡献,没有研究任意方向本征模式的量子真空贡献.因此 Feigel 的研究是不太完整的.本文重新研究量子真空与各向异性介质间的动量转移问题,以求获得一般性结果.本文内容有三:1)用新的不同于 Feigel 的方法得到任意方向真空本征模式对各向异性材料的动量贡献;2)证明各向异性材料因真空动量转移可以获得纳米每秒的速度(nanoscale velocity),指出该速度可以被最近才发展起来的光纤光学传感器(fiber optical sensor)所测量;3)说明量子真空与各向异性介质间动量转移效应的物理起源或本质.

我们先基于磁电材料本构关系利用 Maxwell 方程研究磁电材料本征模式的波矢所含特征,证明对应同一模式频率的四个本征模式(即包括互反传播模式及其左、右偏振分量)的波矢之和不再为零(即

* 浙江省自然科学基金(批准号:Y404355),国家重点基金研究发展计划(973 计划)(批准号:2004CB719800),国家自然科学基金(批准号:10604046)及中国博士后基金资助的课题.

† E-mail:jqshen@coer.zju.edu.cn

本征模式的普适对称破缺),再基于此计算磁电材料量子真空场的非零动量以及与材料之间的动量转移效应,最后进行估算、讨论其实验上的可测性.

2. 各向异性磁电介质中的光传播

各向异性磁电材料的本构关系具有如下形式[10]:

$$\boldsymbol{D}=\hat{\varepsilon}\cdot\boldsymbol{E}+\hat{\chi}\cdot\boldsymbol{H},\quad \boldsymbol{B}=\hat{\mu}\cdot\boldsymbol{H}+\hat{\chi}^{\mathrm{T}}\cdot\boldsymbol{E},\tag{1}$$

其中的螺旋向性(gyrotropic)矩阵为

$$\hat{\chi}=\begin{pmatrix}0&\chi_{xy}&0\\\chi_{yx}&0&0\\0&0&0\end{pmatrix},\tag{2}$$

χ_{xy},χ_{yx}为磁电参数,$\hat{\chi}^{\mathrm{T}}$为$\hat{\chi}$的转置矩阵.该磁电螺旋向性矩阵可以由人工得到,例如利用外加电场与磁场交叉作用在各向同性材料上便可以得到磁电材料[6].一般说来,(1)式中的介电张量$\hat{\varepsilon}$与磁导率张量$\hat{\mu}$也应具有各向异性矩阵形式,但是通常其各向异性特性不是特别明显,故可以取$\hat{\varepsilon}=\varepsilon\hat{I}$,$\hat{\mu}=\mu\hat{I}$,其中$\hat{I}$是单位矩阵[9].对于实际的材料而言,磁电参数$\chi_{xy}$,$\chi_{yx}$的数量级约为$10^{-11}\sqrt{\mu\varepsilon}$[6],尽管很小,但我们将证明此足以产生宏观力学效应.

下面我们来研究该各向异性磁电材料中的电磁波本征模式.对于时谐电磁波,根据Maxwell方程$\boldsymbol{k}\times\boldsymbol{E}=\omega\boldsymbol{B}$,$\boldsymbol{k}\times\boldsymbol{H}=-\omega\boldsymbol{D}$,可以得到

$$\begin{aligned}\boldsymbol{k}\times(\boldsymbol{k}\times\boldsymbol{E})&=-\omega^2\mu\varepsilon\boldsymbol{E}-\omega^2\mu\hat{\chi}\cdot\boldsymbol{H}+\omega\boldsymbol{k}\times\hat{\boldsymbol{\chi}}^{\mathrm{T}}\cdot\boldsymbol{E},\\\boldsymbol{k}\times\boldsymbol{E}&=\omega(\mu\boldsymbol{H}+\hat{\chi}^{\mathrm{T}}\cdot\boldsymbol{E}).\end{aligned}\tag{3}$$

由以上方程可以进一步得到电场矢量$\boldsymbol{E}$所满足的方程

$$\boldsymbol{k}\times(\boldsymbol{k}\times\boldsymbol{E})=-\omega^2\mu\varepsilon\boldsymbol{E}-\omega\hat{\chi}\cdot(\boldsymbol{k}\times\boldsymbol{E})+\omega^2\hat{\chi}\cdot(\hat{\chi}^{\mathrm{T}}\cdot\boldsymbol{E})+\omega k\times\hat{\chi}^{\mathrm{T}}\cdot\boldsymbol{E}.\tag{4}$$

这是矢量形式的本征方程,可以将它改造成矩阵形式的本征方程.为了研究任意方向上的传播模式,设模式的波矢定义为$\boldsymbol{k}=k(\sin\theta\cos\phi,\sin\theta\sin\phi,\cos\theta)$,于是矢量$\boldsymbol{k}\times\boldsymbol{E}$的矩阵形式是

$$\boldsymbol{k}\times\boldsymbol{E}\overset{\Delta}{=}k\begin{pmatrix}0&-\cos\theta&\sin\theta\sin\phi\\\cos\theta&0&-\sin\theta\cos\phi\\-\sin\theta\sin\phi&\sin\theta\cos\phi&0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}E_x\\E_y\\E_z\end{pmatrix}.\tag{5}$$

同时,$\hat{\chi}\cdot(\boldsymbol{k}\times\boldsymbol{E})$的矩阵形式是

$$\hat{\chi}\cdot(\boldsymbol{k}\times\boldsymbol{E})=k\begin{pmatrix}0&\chi_{xy}&0\\\chi_{yx}&0&0\\0&0&0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}0&-\cos\theta&\sin\theta\sin\phi\\\cos\theta&0&-\sin\theta\cos\phi\\-\sin\theta\sin\phi&\sin\theta\cos\phi&0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}E_x\\E_y\\E_z\end{pmatrix}.\tag{6}$$

利用以上各表达式,进一步可以得到一个关于电场矢量的矩阵本征方程

$$(k^2\hat{K}+\omega^2\mu\varepsilon\hat{I})\cdot\boldsymbol{E}=\omega\hat{Y}\cdot\boldsymbol{E},\tag{7}$$

其中矩阵$\hat{K}$与$\hat{Y}$为

$$\begin{aligned}\hat{K}&=\begin{pmatrix}\sin^2\theta\cos^2\phi-1&\sin^2\theta\cos\phi\sin\phi&\sin\theta\cos\theta\cos\phi\\\sin^2\theta\cos\phi\sin\phi&\sin^2\theta\sin^2\phi-1&\sin\theta\cos\theta\sin\phi\\\sin\theta\cos\theta\cos\phi&\sin\theta\cos\theta\sin\phi&\cos^2\theta-1\end{pmatrix},\\\hat{Y}&=\begin{pmatrix}\omega\chi_{xy}^2-2k\chi_{xy}\cos\theta&0&k\chi_{xy}\sin\theta\cos\phi\\0&\omega\chi_{yx}^2+2k\chi_{yx}\cos\theta&-k\chi_{yx}\sin\theta\sin\phi\\k\chi_{xy}\sin\theta\cos\phi&-k\chi_{yx}\sin\theta\sin\phi&0\end{pmatrix}.\end{aligned}\tag{8}$$

由本征方程(7)可知,为了使得本征矢量$\boldsymbol{E}$非零,矩阵$k^2\hat{K}-\omega\hat{Y}+\omega^2\mu\varepsilon\hat{I}$的行列式必须为零.由此可以得到关于波矢的四次多项式方程

$$a_4k^4+a_3k^3+a_2k^2+a_1k+a_0=0,\tag{9}$$

其各个系数为

$$
\begin{aligned}
a_4 &= \mu\varepsilon - (\chi_{xy} + \chi_{yx})^2 \sin^4\theta \sin^2\phi \cos^2\phi, \\
a_3 &= 2\omega\mu\varepsilon(\chi_{yx} - \chi_{xy})\cos\theta, \\
a_2 &= \omega^2\mu\varepsilon(\chi_{xy}^2 + \chi_{yx}^2 - 4\chi_{xy}\chi_{yx}\cos^2\theta - 2\mu\varepsilon), \\
a_1 &= 2\omega^3\mu\varepsilon[(\mu\varepsilon - \chi_{yx}^2)\chi_{xy} - (\mu\varepsilon - \chi_{xy}^2)\chi_{yx}]\cos\theta, \\
a_0 &= \omega^4\mu\varepsilon(\mu\varepsilon - \chi_{yx}^2)(\mu\varepsilon - \chi_{xy}^2).
\end{aligned}
\tag{10}
$$

利用四次方程求根公式可以得到前（forward）、后（backward）传播模式及各自的左、右偏振分量总共四个本征模式的波矢．不过对于本文，特别有物理意义的是非零的系数 a_3．非零的 a_3 是该磁电材料最有特征的参量之一，意味着该各向异性材料内部电磁场本征模式的普适对称破缺．

3．磁电介质内真空本征模式的普适对称破缺

四次方程有一个重要特点即 $a_3 \neq 0$，这意味着对应同一个频率的四个本征模式（前、后传播以及各自的左、右旋分量）的波矢之和不再为零（与此相比较，在各向同性材料以及具有转动对称性的 gyrotropic 手征材料[11]中，四个本征模式的波矢之和通常为零），这就意味着磁电介质内本征模式（包括量子真空模式）的对称性降低了，从而有可能在四个本征模式之间发生量子真空水平上的力学量（动量、角动量等）的非补偿效应．该非补偿效应具有宏观可测表现．为了说明这个问题，我们先考虑一种最简单的特殊情形即沿着磁电材料 z 轴传播的本征模式：当极角 $\theta = 0$ 时，四次方程（5）的四个代数解分别是

$$
\begin{aligned}
k_{\mathrm{L}}^{+} &= (+\sqrt{\mu\varepsilon} - \chi_{yx})\omega, \\
k_{\mathrm{L}}^{-} &= (-\sqrt{\mu\varepsilon} + \chi_{xy})\omega;
\end{aligned}
\tag{11}
$$

$$
\begin{aligned}
k_{\mathrm{R}}^{+} &= (+\sqrt{\mu\varepsilon} + \chi_{xy})\omega, \\
k_{\mathrm{R}}^{-} &= (-\sqrt{\mu\varepsilon} - \chi_{yx})\omega,
\end{aligned}
\tag{12}
$$

其中（11）式是互反传播（counter-propagating）的左旋光的波矢，（12）式是互反传播的右旋光的波矢[11]．与所有各向同性介质和一般的各向异性介质（如 gyrotropic 手征材料[11]）不同，以上四个本征波矢（对应于模式频率 ω）之和不为零．显然这个和是

$$
\begin{aligned}
& k_{\mathrm{L}}^{+} + k_{\mathrm{L}}^{-} + k_{\mathrm{R}}^{+} + k_{\mathrm{R}}^{-} \\
&\equiv -\frac{a_3}{a_4} \\
&= 2(\chi_{xy} - \chi_{yx})\omega.
\end{aligned}
\tag{13}
$$

Feigel 在（13）式基础上计算了量子真空场对磁电材料动量的贡献[10]．我们要指出 Feigel 的研究存在一个缺陷：各向异性材料中的本征模式波数（k）其实是各向异性的，但 Feigel 只研究了最简单的本征模式（沿主轴传播）的真空水平动量对介质的力学贡献[10]，没有研究任意方向（θ，ϕ）本征模式的量子真空贡献．下面我们从（9），（10）式出发，研究一般的各向异性量子真空模式对磁电材料动量的总贡献．

4．磁电介质内量子真空水平上的非零动量

关于介质中电磁动量的定义多年来在文献中一直有分歧，史称 Abraham-Minkowski（A-M）争端[12]．在最近几年，该问题又屡被提起[13,14]．尽管文献中不同作者提出了各种定义方式企图平息 A-M 争端，且不少作者一再声称解决了 A-M 争端或对 A-M 争端有了更新理解[13,14]，我们在这里拟采用 $\boldsymbol{p} = (\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{H})/c^2$ 作为介质中的电磁场动量密度的定义．尽管采用不同的电磁动量定义最终计算得到的量子真空模式对各向异性介质的力学贡献略有不同，但数量级结果并不受到影响，也不影响对该量子真空效应物理本质（机理）的解释．因此我们相信，作为一种试探性研究，我们的选择是可行的．

根据 Maxwell 方程，电磁场动量密度为 $\boldsymbol{p} = (c^2\mu\omega)^{-1}[\boldsymbol{k}E^2 - \boldsymbol{E}(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{E})]$．一般说来，在各向异性材料中，即使对于平面波，其波矢与电场不再互相垂直，于是 $\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{E} \neq 0$．但是，由于目前由人工得到的磁电材料的磁电参数 χ_{xy}，χ_{yx} 一般是非常小的（如为 $\sqrt{\mu\varepsilon}$ 的 10^{-11} 倍[6]）．因此作为一种方便的选取，可以暂令 $\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{E} \simeq 0$（对于实际磁电材料，这不会影响最终计算结果）．这样电磁动量密度表达式变为 $\boldsymbol{p} = (c^2\mu\omega)^{-1}\boldsymbol{k}E^2$．设磁电材料的体积为 V，磁电材料内的总电磁动量（计及同一模式频率 ω 的四个本征分量）为

$$
\boldsymbol{P}_\omega = \int_V \frac{E_0^2}{c^2\mu\omega}\left(\sum_{\sigma=1}^{4}\boldsymbol{k}_\sigma\right)\mathrm{d}V. \tag{14}
$$

进一步得到属于模式频率 ω 的四个本征分量所提供的电磁场动量密度

$$\boldsymbol{p}_\omega=\frac{E_0^2}{c^2\mu\omega}\Big(\sum_{\sigma=1}^4\boldsymbol{k}_\sigma\Big).\tag{15}$$

根据(9),(10)式,四个本征波矢之和为

$$\sum_{\sigma=1}^4\boldsymbol{k}_\sigma=-\frac{a_3}{a_4}\boldsymbol{e}_k$$
$$=-2\omega(\chi_{yx}-\chi_{xy})\cos\theta\boldsymbol{e}_k,\tag{16}$$

单位矢量 $\boldsymbol{e}_k$ 定义为 $\boldsymbol{e}_k=(\sin\theta\cos\phi,\sin\theta\sin\phi,\cos\theta)$.

根据电磁场量子化方案,量子真空水平上的 ω 频率模式的电磁能量为 $\varepsilon E_0^2V=\hbar\omega/2$,将此代入(15)式,得到

$$\boldsymbol{p}_\omega=-\frac{\hbar\omega}{c^2\mu\varepsilon V}(\chi_{yx}-\chi_{xy})\cos\theta\boldsymbol{e}_k.\tag{17}$$

设材料孤立,材料的力学动量与电磁动量总和为零,则有 $\boldsymbol{p}_\omega+\rho\boldsymbol{v}_\omega=0$,其中 ρ 为材料质量密度,$\rho\boldsymbol{v}_\omega$ 为因 ω 频率模式的量子真空贡献而导致的材料动量密度.于是材料因 ω 频率模式的量子真空贡献而获得的速度 $\boldsymbol{v}_\omega$ 为

$$\boldsymbol{v}_\omega=\frac{\hbar k}{c^2(\mu\varepsilon)^{3/2}\rho V}(\chi_{yx}-\chi_{xy})\cos\theta\boldsymbol{e}_k.\tag{18}$$

计及全部量子真空贡献(相空间积分),那么因量子真空贡献而获得的材料净速度为 $\boldsymbol{v}=(1/2)\sum_k\boldsymbol{v}_\omega$(系数 1/2 出现的原因在于:在以下关于立体角积分中 ϕ 的积分区间是 $[0,2\pi]$,由于波矢互反的模式其极角为 ϕ 与 $\phi+\pi$,都在 $[0,2\pi]$ 之内,因子 1/2 避免了重复计算同一模式的贡献).在连续近似条件下,分立波矢求和可以转化为连续波矢积分,即 $\sum_k\to(2\pi)^{-3}V\int\mathrm{d}^3\boldsymbol{k}$.这样,由于全空间任意方向量子真空本征模式对材料的动量总贡献使得材料获得速度

$$\boldsymbol{v}=\frac{\hbar(\chi_{yx}-\chi_{xy})}{2c^2(\mu\varepsilon)^{3/2}\rho V}(2\pi)^{-3}V\int k\cos\theta\boldsymbol{e}_k\mathrm{d}^3\boldsymbol{k},\tag{19}$$

其中 $\mathrm{d}^3\boldsymbol{k}\simeq k^2\mathrm{d}k\mathrm{d}\Omega$,立体角微元 $\mathrm{d}\Omega=\sin\theta\mathrm{d}\theta\mathrm{d}\phi$.由(19)式最终可以得到 $v_x=0$,$v_y=0$,以及

$$v_z=\frac{\hbar(\chi_{yx}-\chi_{xy})k_{\mathrm{cut}}^4}{48\pi^2c^2(\mu\varepsilon)^{3/2}\rho},\tag{20}$$

其中 k_{cut} 为材料内部量子真空本征模式的截止波矢.(20)式表明,磁电材料因真空水平动量转移所获得的速度其方向是沿着磁电材料主轴的,与电磁场本征模式的普适对称破缺程度 $\chi_{yx}-\chi_{xy}$ 成正比.

估算由各向异性真空所诱导的介质速度(20)是很有意义的.对于实际的材料,可以设 $\varepsilon=1.5\varepsilon_0$,$\mu=1.5\mu_0$,材料质量密度 $\rho=1.0\times10^3\,\mathrm{kg/m^3}$,$\chi_{yx}-\chi_{xy}=10^{-11}\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}$[6],截止波矢取对应于 0.1 nm(原子尺度)波长的 k_{cut}($k_{\mathrm{cut}}=2\pi/\lambda$).由此估算得到的 v_z 约为 10 nm/s.该速度尽管微小,但是预期可以被目前刚发展起来的光纤光学传感器(fiber optical sensor)[9]所测量.最近,Wang 等人提出一套用来测量广义 Sagnac 效应的实验设想,其核心部件就是所谓的光纤光学传感器,该传感器具有高度稳定性与灵敏性,原则上可以测量最小为 4.8 nm/s 的微速度[9].我们可以相信,量子真空与磁电材料之间的动量转移(也可包括能量、角动量转移)等真空宏观力学效应可以在不久的将来利用当前技术来探测与研究.

下面我们设计一个理想实验,既说明该各向异性量子真空如何体现其宏观力学效应,同时我们亦借此提出测量方案要旨:用磁电介质材料制作成空心光纤(air-core fiber),材料的主轴方向即为空心光纤内光传播方向.将空心光纤绕成圈,在其内输入方向相反的光波.由于量子真空动量转移效应,材料沿着主轴方向就有微弱的速度,即光纤圈(fiber loop)以一定角速度转动.由于 Sagnac 效应,沿着相反方向传播的光波就有一个因光纤运动导致的干涉相位差(Sagnac 相位),该相位差可以用光纤光学陀螺仪(fiber optic gyroscope)测量[9].一般地说,Sagnac 相位 $\varphi=8\pi\Omega A/\lambda c$,其中 Ω,A,λ,c 分别是光纤圈转动角速度、光纤圈所围面积、光波波长与真空光速[9].根据该公式,通过测量 Sagnac 相位 φ 就可以得到光纤圈转动角速度 Ω,从而得到光纤圈转动线速度(沿着材料的主轴方向),该线速度正是由量子真空动量转移效应所致.

5. 结论与讨论

各向异性材料电磁本构关系所蕴涵的对称性比起各向同性材料来对称性明显降低.对称性降低的物理系统总会包含新的非平庸物理效应.各向异性材料内部电磁场(包括量子真空场)互逆传播(及其左右旋分量)的本征模式之间普适对称破缺,导致量子真空具有非零的矢量力学量(如动量、角动量).在一定条件下,各向异性量子真空的标量力学量(如能量)比起自由真空来或许也会降低.这样,诸多力学量就有可能在各向异性量子真空场与材料之间发生转移.

量子真空对于介质材料的宏观力学效应一般不

多见，这部分原因在于过去所关心的只是各向同性材料的场量子化问题，对于各向异性场量子化问题考虑较少，因此其中所包含的相关效应的力学量大小更是几乎无人考虑过；即使考虑过，也因为其量级微小而不受人重视；即使受人重视，也因为当时的实验条件所限而罢手．但是我们认为现在这一切可能都将改观了．各向异性磁电材料因与真空涨落电磁场进行动量或角动量交换可以使得自己获得一个微小的速度，该速度可以被目前的光纤光学传感器所探测．各向异性材料的量子真空宏观力学效应具有纳米量级速度的转移，利用该效应可制造某些新型运动传感器，在地震与航海学中也许有价值．

在本文的计算中，对于场量子化假设了真空模式的各向异性不是特明显（普适对称轻微破缺），这对于本文情形（磁电参数 χ_{xy}，χ_{yx} 的数量级只有 $10^{-11}\sqrt{\mu\varepsilon}$）是适宜的．但是如果磁电参数足够大，那么就必须先进行各向异性电磁场的场量子化，做更为一般性研究．本文的方案与计算思路可以推而广之，可以用于研究其他各向异性材料（譬如 Faraday 手征材料）的量子真空宏观力学效应．总之，随着新型人工电磁材料制作技术的发展[15]，电磁介质、场量子化与真空效应以及它们之间的相互依赖关系不但属于基本物理问题范畴[16,17]，对于应用技术也具重要参考借鉴与利用价值[18,19]．

[1] Belavin A A, Polyakov A M, Schwartz A Z, Tyupkin Y S 1975 *Phys. Lett.* B **59** 85
[2] Casimir H B G 1948 *Proc. K. Ned. Akad. Wet.* **51** 793
[3] Bethe H A 1947 *Phys. Rev.* **72** 339
[4] Kleppner D 1981 *Phys. Rev. Lett.* **47** 233
[5] Zhu S Y, Scully M O 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 388
[6] Roth T, Rikken G L J A 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 063001
[7] Shen J Q 2004 *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **6** L13
[8] Zhuang F, Shen J Q 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 955 (in Chinese) [庄　飞、沈建其 2005 物理学报 **54** 955]
[9] Wang R, Zheng Y, Yao A 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 143901
[10] Feigel A 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 020404
[11] Shen J Q 2006 *Phys. Rev.* B **73** 045113
[12] Loudon R, Allen L, Nelson D F 1997 *Phys. Rev.* A **55** 1071
[13] Obukhov Y N, Hehl F W 2003 *Phys. Lett.* A **311** 277
[14] Mansuripur M 2004 *Opt. Express* **12** 5375
[15] Ziolkowski R W 2001 *Phys. Rev.* E **63** 046604
[16] Shen J Q, Zhuang F 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2000 (in Chinese) [沈建其、庄　飞 2004 物理学报 **53** 2000]
[17] Shen J Q, He S 2006 *J. Phys. A: Math. Gen.* **39** 457
[18] Wan H, Shen R F, Wu X Z 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1426 (in Chinese) [万　红、沈仁发、吴学忠 2005 物理学报 **54** 1426]
[19] Cai N, Zhai J Y, Shi Z *et al* 2004 *Chin. Phys.* **13** 1348

Momentum transfer at quantum-vacuum level inside an anisotropic magnetoelectric medium*

Shen Jian-Qi[1)3)†] Zhuang Fei[2)]

1)(Centre for Optical and Electromagnetic Research, East Building No. 5, Zijingang Campus, Zhejiang University, Hangzhou 310058, China)

2)(Institute of Condensed Matter Physics, College of Science, Hangzhou Teachers' College, Hangzhou 310012, China)

3)(Joint Research Centre of Photonics of the Royal Institute of Technology (Sweden) and Zhejiang University, Zijingang Campus, Zhejiang University, Hangzhou 310058, China)

(Received 17 July 2006; revised manuscript received 17 October 2006)

Abstract

The breaking of universal symmetry of electromagnetic field distribution in an anisotropic magnetoelectric material will give rise to nonzero vacuum momentum. This may lead to the transfer of momentum between the anisotropic quantum vacuum and the magnetoelectric material. Very recently, Feigel considered the quantum vacuum contribution to the momentum transfer effect [Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 020404]. An alternative approach is proposed based on the eigenvector equation of electromagnetic field to calculate the total mechanical contribution of all anisotropic quantum-vacuum modes to the material momentum. It is suggested that the said macroscopic mechanical effect of quantum vacuum on the anisotropic material can be detected by current technology (*e.g.* fiber optical sensor), which can measure nanoscale velocity. Physical mechanism of such quantum vacuum effects and potential applications are discussed.

Keywords: anisotropic quantum vacuum, momentum transfer, magnetoelectric material

PACC: 4270, 4250, 4120

* Project supported by the Zhejiang Provincial Natural Science Foundations (Grant No. Y404355), the National Basic Research Program of China (Grant No. 2004CB719800), the National Natural Science Foundations of China (Grant No. 10604046) and Chinese Doctoral Foundations.

† E-mail: jqshen@coer.zju.edu.cn