

在金属与光折变晶体界面形成的表面波研究*

孙彤彤 卢克清[†] 陈卫军 姚风雪 牛萍娟 于莉媛

(天津工业大学电子与信息工程学院, 天津 300387)

(2012年6月12日收到; 2012年9月11日收到修改稿)

应用质点振荡模型和数值模拟方法研究了在金属与光折变晶体界面形成表面波的条件及其能量变化. 结果表明: 传播常数的正负影响表面波的类型及波能量分布, 当传播常数取负值时在界面处形成非局域表面波, 取正值时在界面处形成振荡表面波和局域表面波, 局域表面波的能量随传播常数的变大而单调递增. 在一给定的物理系统中, 可通过调节决定非线性效应强度的可变参量控制不同阶数局域表面波模及其传播波形.

关键词: 表面波, 光折变晶体, 振荡模型

PACS: 42.65.-k, 78.20.Mg, 42.65.Tg

DOI: 10.7498/aps.62.034204

1 引言

光折变效应是光致折射率变化效应的简称^[1-3], 其含义为在空间调制光强或非均匀光强的辐照下, 电光材料的折射率随光强的空间分布而变化. 光折变空间孤子是光束在光折变材料中光折变效应与光束衍射发散作用相互平衡而形成的一种无衍射向前传播的光束, 它以其低功率、快响应、强非线性效应等特点以及在全光开关、光波导、光互联等方面的潜在应用而成为近年来非线性光学领域的一个研究热点^[4-8]. 另一方面, 光折变表面波是光波沿光折变晶体与其他介质表面传播形成的波, 有扩散、漂移、光伏三种激发机理, 能把能量约束在晶体表面的薄层上, 在这个薄层上有很高的光能量, 有其广阔的研究价值和应用价值^[9-11].

1995年 Garcia-Quirino 等^[12]首次提出了光折变表面波的概念, 系统地论述了光折变表面波的存在, 给出了扩散机理下三种典型界面(理想金属光折变晶体, 线性电介质-光折变晶体, 光折变晶体-光折变晶体)光折变表面波的解析解和传播情况, 分析了线性介质与光折变晶体界面光折变表面波的性质^[13]. 2001年 Aleshkevich 等^[14]研究了

在线性介质与光折变晶体界面表面波的形成, 讨论了表面模的稳定性, 提出了表面波模稳定性的 Vakhitov-Kolokolov (VK) 判据^[15,16]. 2006年张天浩等^[17]通过实验, 在铌酸锶钡晶体表面激发了扩散机理下非线性光折变表面波的二次谐波, 其转化率为1%左右. 之后, 国内外研究人员相继对表面波的形成、传播及稳定性进行了大量的理论和实验研究^[18-22].

本文用质点振荡模型和数值模拟方法, 分析了理想金属与光折变晶体界面的光折变表面波的形成和传播, 讨论了非局域、振荡、局域表面波形成的条件, 给出了扩散和漂移机理下光折变局域表面波的各阶模, 并分析了其能量变化.

2 理论模型

假设一束光在光折变晶体与金属界面沿 z 轴传播, 并仅在 x 轴方向进行衍射, 其中光折变晶体在 x 方向左侧 ($x < 0$), 金属介质在 x 方向右侧 ($x \geq 0$). 此外, 假设金属是理想的, 金属的存在导致了在 $x \geq 0$ 区域光场的消失. 根据 Kukhtarev-Vinetskii 带输运模型, 考虑扩散和漂移机理, 这束光感应的空间电荷场为 $E_{sc} = E_0(1 - I/I_{dark}) + (k\Theta/e)\partial(I/I_{dark})/\partial x$ ^[23,24], 其中 E_0 是外电场, I 是这

* 国家自然科学基金(批准号: 10674176)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: lukeqing@tjpu.edu.cn

束光的强度, I_{dark} 是暗辐射度, k 是波尔兹曼常数, Θ 是绝对温度. 在这种情况下, 这束光的传播可以用光场振幅的波动方程来描述:

$$i \frac{\partial q}{\partial \xi} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 q}{\partial s^2} - |q|^2 q + \mu \frac{\partial |q|^2}{\partial s} q, \quad s < 0, \quad (1a)$$

$$q = 0, \quad s \geq 0, \quad (1b)$$

其中, $s = x/x_0$, $\xi = z/(k_0 x_0^2)$, $q(s, \xi) = (k_0 x_0^2 / L_{\text{ref}})^{1/2} A(s, \xi) I_{\text{dark}}^{-1/2}$, $A(s, \xi)$ 是光场振幅, $k_0 = n2\pi/\lambda$ 是波数, n 是未受扰动的光折变晶体的折射率, λ 是这束光的波长, $L_{\text{ref}} = 2(k_0 r_{\text{eff}} n^2 E_0)^{-1}$ 是非线性折射的长度, r_{eff} 是有效电光系数, x_0 是任意长度, $\mu = k\Theta/(ex_0 E_0)$ 表示非线性响应中扩散部分的强度. (1a) 式右边三项分别表示光波衍射的色散、漂移机理的自聚焦、扩散机理的自弯曲效应.

3 表面波

以铌酸锶钡 (SBN) 为例, 在室温 ($T = 300 \text{ K}$) 下, 光的波长 $\lambda = 633 \text{ nm}$, 外电场 $E_0 = 6 \times 10^3 \text{ V}\cdot\text{m}^{-1}$, $x_0 = 50 \text{ }\mu\text{m}$, $\mu \sim 0.1$. SBN 的有效电光系数 $r_{\text{eff}} = 2.5 \times 10^{-10} \text{ m}\cdot\text{V}^{-1}$, 折射率 $n = 2.35$. 为了用 (1) 式讨论金属与光折变晶体界面表面波模的分布, 波振幅用 $q = u(s) \exp(ib\xi)$ 来表示, 其中, $u(s)$ 为慢变化包络, b 为传播常数. 将波振幅的表达式带入 (1) 式得到:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial s^2} = 2ub - 2u^3 + 4\mu u^2 \frac{\partial u}{\partial s}, \quad s < 0, \quad (2a)$$

$$u = 0, \quad s \geq 0. \quad (2b)$$

由于光折变晶体的扩散成分和饱和非线性响应的存在, (2) 式不能求出解析解, 采用数值积分可以求出数值解, 用打靶法我们得到了 (2) 式的数值解. 由于金属区域的光场趋近于 0, 积分的初始点可以选在界面处. 在界面处电场矢量的切向分量和磁场矢量的法向分量是连续的, 相应的初始条件为 $u(s = -0) = 0$ 和 $du(s = -0)/ds = m$, 这里的 m 是决定非线性效应强度的参量. 通过改变 b, m, μ 和积分 (2) 式, 可以得到金属与光折变晶体界面表面波的不同分布. 注意: 在我们的假设中, 只有 $\mu > 0$ 时才能形成表面波.

采用文献 [25] 的方法, (2) 式可以转换成下面的形式:

$$\frac{d(U+T)}{ds} = 4\mu u^2 \left(\frac{du}{ds} \right)^2, \quad (3)$$

式中 $U = -bu^2 + (1/2)u^4$ 和 $T = (1/2)(du/ds)^2$ 分别相当于质点运动的势能和动能. (3) 式右边相当于质点的非线性摩擦力, 与质点速度 du/ds 的平方成正比. 对于不同传播常数 b 的势能 U 随质点振幅 u 的变化情况见图 1. 根据质点振荡理论, 势能是关于 $u = 0$ 对称的, 图 1 只给出了 u 为正值的部分.

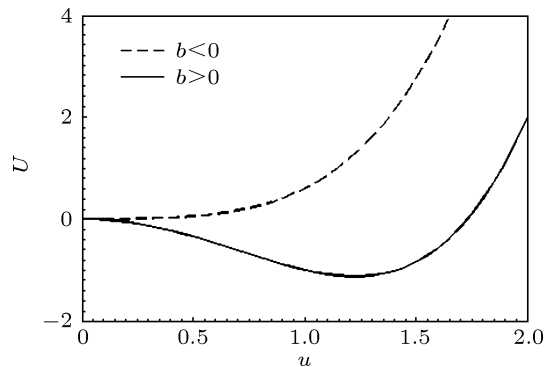


图 1 传播常数 b 不同值时势能 U 随质点振幅 u 的变化曲线

从图 1 可以看出, 势能 U 的曲线形状随着传播常数 b 的正负发生改变. 当传播常数 $b < 0$ 时, 势能 U 只在 $u = 0$ 处有一个稳定的驻点 $dU/du = 0$. 在这种情况下, 当质点初始能量 ($U + T$) 不为零时, 质点运动过程中动能和势能将周期性地相互转化 (s 从 0 到 $-\infty$), 由于摩擦力的存在, 能量逐渐减小, 质点进行阻尼振荡. 光波的这种传播类似于质点振荡模型, 在界面附近振幅振荡衰减, 形成表面波, 这种情况下形成的表面波称为非局域表面波, 如图 2 所示. 从图 2 可以看出, 非局域表面波在光折变晶体中传播, 振幅振荡衰减变小, 最后将停留在平衡位置 $u = 0$ 处.

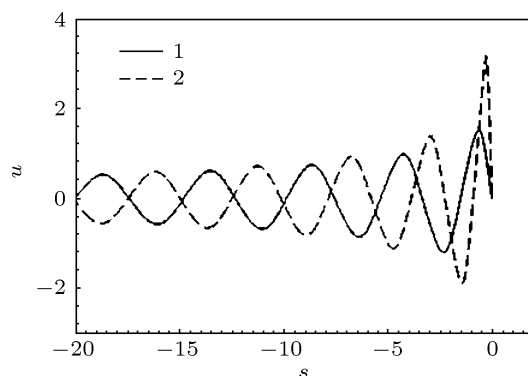


图 2 当 $b = -0.5$ 和 $\mu = 0.2$ 时, 非局域表面波模的变化曲线

当传播常数 b 取正值时, 从图 1 可以看出, 势能 U 有两个稳定点 ($u = \pm\sqrt{b}$) 和一个不稳定点

($u = 0$). 质点的初始能量 ($U + T$) 不为零时, 质点从势阱的一边到另一边来回往复地运动, 由于摩擦力的存在使能量逐渐减小, 直到最后停在两个稳定驻点中的一个驻点或者另一个非稳定驻点上. 若将任意参量 m 的绝对值由小到大对其表面波模进行排列分别对应一阶表面波、二阶表面波等, 图 3 给出了光波收敛在系统两个稳定驻点时形成 1—6 阶振荡表面波模的变化曲线. 注意: 表面波模的阶数等于该表面波 u 与 s 轴交点的个数, 其中包含点 $s = 0$.

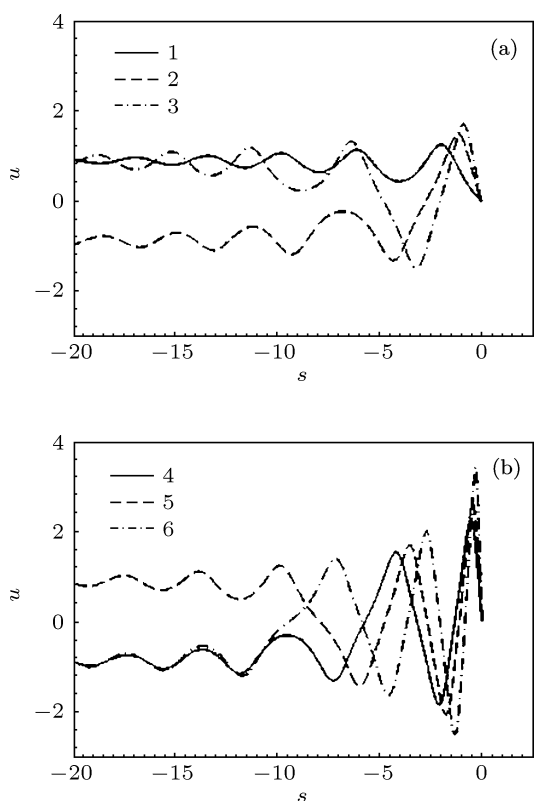


图 3 当 $b = 0.8$ 和 $\mu = 0.08$ 时, (a) 1—3 和 (b) 4—6 阶振荡表面波模的形状曲线 [m 值分别为 (a) $-0.5, -1.5, -2.4$ 和 (b) $-3, -5.6, -8.5$]

从图 3 可以看出, $s \rightarrow -\infty$ 时振荡表面波也呈现阻尼振荡的形式. 振荡的振幅和衰减速率取决于参数 μ , 并且随着 μ 的增加而增大. 由于振荡表面波有零谐波, 在调制不稳定性的影响下, 它们是极其不稳定的^[25], 相邻阶数的表面波总是交错地收敛于两个稳定的驻点上. 由于两个稳定的驻点关于平衡位置对称, 相邻阶数表面波振幅之间必有一个振幅使光波最终收敛于平衡位置 ($u = 0$), 这种情况下形成的表面波称作局域表面波, 如图 4 和图 5 所示.

对于固定的扩散强度 μ , 图 4 和图 5 分别是当

$b = 0.8$ 和 $b = 1.4$ 时 1—6 阶局域表面波模的形状曲线. 从图 4 和图 5 可以看出传播常数 b 值的大小影响表面波在光折变晶体中的传播波形及能量分布, b 值越大, 波振幅越大, 能量越高, 光波的振幅衰减越快, 传播的时间和距离也都会相应地减小. 当 b 值增大时, 对应各阶表面波模的波峰位置逐渐靠近界面位置, 形成表面波所要求的参数 m 的绝对值也会不同程度的增大. 当表面波模阶数越大, b 值对表面波模的这种影响就越明显.

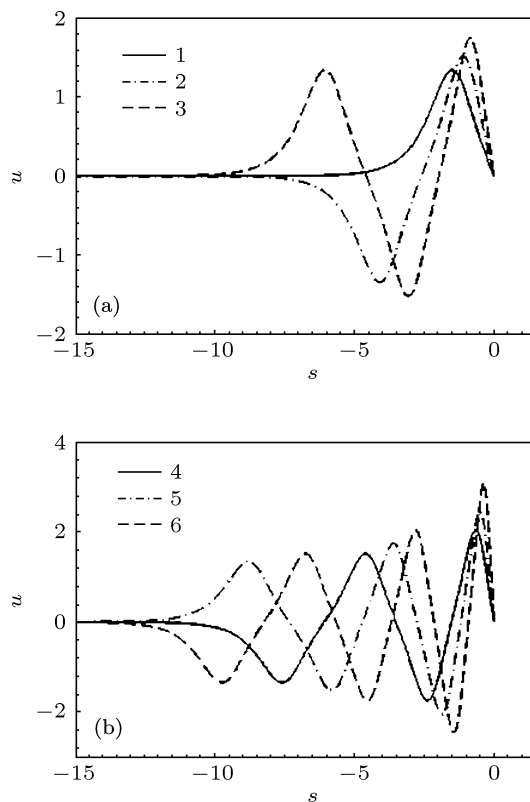


图 4 当 $b = 0.8$ 和 $\mu = 0.08$ 时, (a) 1—3 和 (b) 4—6 阶局域表面波模的形状曲线 [m 值分别为 (a) $-0.9149, -1.6264, -2.577$ 和 (b) $-4.0115, -6.4138, -11.0075$]

表面波的能量为 $W = \int_{-\infty}^0 u^2(s) ds$, 图 6 给出了前六阶表面波模的能量 W 随传播常数 b 的变化曲线. 当表面波能量增加时, 波的分布将会变得越来越不对称. 由于边界效应的增强, 光波的自弯曲效应得到补偿, 光波第一个半周期强度最大值向金属与光折变晶体之间的界面平移. 图 6 揭示波能量 W 随传播常数 b 的变大而单调增加, 在这种情况下, 波振幅增加, 波的横向宽度减小. 由于 $dW/db > 0$, 根据 VK 理论可以得知, 局域表面波可以在金属与光折变晶体界面稳定地传输.

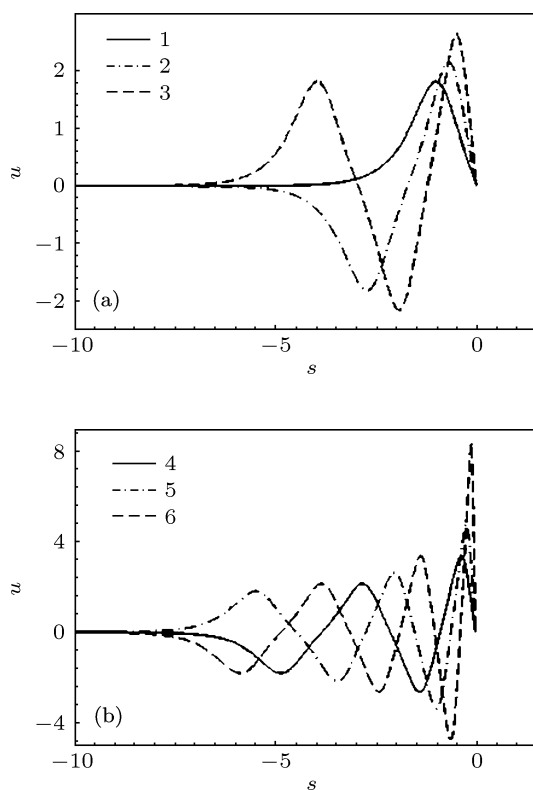


图5 当 $b = 1.4$ 和 $\mu = 0.08$ 时, (a) 1—3 和 (b) 4—6 阶局域表面波模的形状曲线 [m 值分别为 (a) $-1.9800, -3.8646, -6.9735$ 和 (b) $-13.2154, -23.7390, -117.6507$]

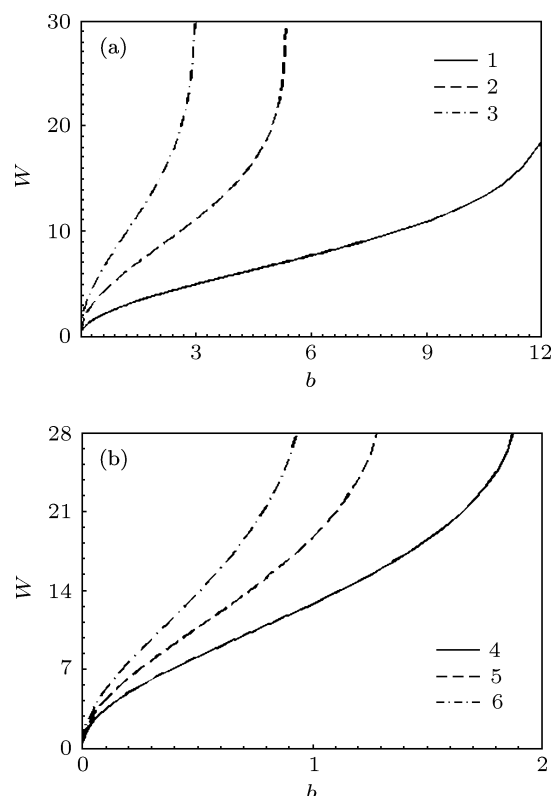


图6 (a) 1—3 和 (b) 4—6 阶局域表面波模的能量 W 随传播常数 b 的变化曲线

4 结论

基于质点振荡模型和应用数值模拟的方法, 研究分析了金属与光折变晶体界面非局域表面波、振荡表面波、局域表面波的形成. 研究发现: 传播常数 b 值的正负影响形成表面波的类型, 当 b 取负值时界面形成非局域表面波, b 取正值时界面形成

振荡表面波和局域表面波. b 值的大小影响局域表面波在光折变晶体中的传播波形及能量分布. 局域表面波在光折变晶体中的能量随传播常数 b 的变大而单调递增. 在一给定的物理系统中, 可以通过改变 b 值的大小来形成不同类型的表面波, 通过调节决定非线性响应强度的任意参量来控制不同阶数局域表面波模及其传播波形.

- [1] Ling Z F, Guo R, Liu S M, Zhang G Y 1991 *Physics* **20** 669 (in Chinese) [凌振芳, 郭儒, 刘思敏, 张光寅 1991 物理 **20** 669]
- [2] She W L, Chan C W, Lee W K 2001 *Opt. Lett.* **26** 1093
- [3] Qi J W, Li Y D, Xu J J, Cui G X, Kong F L, Sun Q 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 7022 (in Chinese) [齐继伟, 李玉栋, 许京军, 崔国新, 孔凡磊, 孙寿 2007 物理学报 **56** 7022]
- [4] Hou C F, Sun X D, Li B, Li S Q 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1712 (in Chinese) [侯春风, 孙秀冬, 李斌, 李师群 2001 物理学报 **50** 1712]
- [5] Lu K Q, Tang T T 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 2070 (in Chinese) [卢克清, 唐天同 1999 物理学报 **48** 2070]
- [6] Zhang Y Q, Lu K Q, Zhang L, Zhang M Z, Li K H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6354 (in Chinese) [张贻齐, 卢克清, 张磊, 张美志, 李可昊 2008 物理学报 **57** 6354]
- [7] Ji X M, Jiang Q C, Liu J S 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 4701 (in Chinese) [吉选芒, 姜其畅, 刘劲松 2010 物理学报 **59** 4701]
- [8] Sun B, Chen B X, Sui G R, Wang G D, Zou L E, Hiromi H, Mamoru I 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3238 (in Chinese) [孙蓓, 陈抱雪, 隋国荣, 王关德, 邹林儿, 浜中广见, 矶守 2009 物理学报 **58** 3238]
- [9] Usievich B A, Nurligareev D K, Sychugov V A 2011 *Quantum Electron.* **41** 262
- [10] Dong L W, Li H J 2010 *J. Opt. Soc. Am. B* **27** 1179
- [11] Yang L S, Chen Y H, Lu G L, Liu S M 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3971 (in Chinese) [杨立森, 陈玉和, 陆改玲, 刘思敏 2007 物理学报 **56** 3971]
- [12] Garcia-Quirino G S, Sanchez-Mondragon J J, Stepanov S 1995 *Phys. Rev. A* **51** 1571
- [13] Garcia-Quirino G S, Sanchez-Mondragon J J, Stepanov S 1996 *J. Opt. Soc. Am. B* **13** 2530

- [14] Aleshkevich V A, Vysloukh V A, Kartashov Y V 2000 *Quantum Electron.* **30** 905
- [15] Aleshkevich V A, Vysloukh V A, Egorov A A, Kartashov Y V 2001 *Quantum Electron.* **31** 713
- [16] Mitchell D, Snyder A 1993 *J. Opt. Soc. Am. B* **10** 1572
- [17] Zhang T H, Yang J, Kang H Z 2006 *Phys. Rev. B* **73** 153402
- [18] Zhang T H, Ren X K, Wang B H 2007 *Phys. Rev. A* **76** 013827
- [19] Zhang T H, Shao W W, Li K, Liu X S, Xu J J 2008 *Opt. Commun.* **281** 1286
- [20] Bora U, Sheng Y L 2008 *Opt. Express* **16** 9073
- [21] Usievich B A, Nurligareev D K, Sychugov V A, Ivleva L I, Lykov P A, Bogodaev N V 2010 *Quantum Electron.* **40** 437
- [22] Chetkin S A, Akhmedzhanov I M 2011 *Quantum Electron.* **41** 980
- [23] Christodoulides D N, Carvalho M I 1995 *J. Opt. Soc. Am. B* **12** 1628
- [24] Liu J S, Lu K Q 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 1509 (in Chinese) [刘劲松, 卢克清 1998 物理学报 **47** 1509]
- [25] Aleshkevich V A, Kartashov Y V, Egorov A A, Vysloukh V A 2001 *Phys. Rev. E* **64** 056601

Surface waves formed at the interface between a metal and a photorefractive crystal*

Sun Tong-Tong Lu Ke-Qing[†] Chen Wei-Jun Yao Feng-Xue
Niu Ping-Juan Yu Li-Yuan

(Institute of Electronics and Information Engineering, Tianjin Polytechnic University, Tianjin 300387, China)

(Received 12 June 2012; revised manuscript received 11 September 2012)

Abstract

The formation conditions and the energy variation of surface waves at the interface between a metal and a photorefractive crystal are investigated by using the particle oscillator model and numerical techniques. Our analysis indicates that the positive and negative values of the propagation constant affect the type of surface waves and the energy distribution: formation surface waves are nonlocal surface waves for negative values of the propagation constant and are oscillating surface waves and localized surface waves for positive values of the propagation constant, and the energy of localized surface waves in photorefractive medium increases monotonically with the propagation constant value increasing. In a given physical system, one can control the different orders and the waveforms of localized surface waves by regulating the variable parameter determining the strength of nonlinear effects.

Keywords: surface wave, photorefractive crystal, oscillator model

PACS: 42.65.-k, 78.20.Mg, 42.65.Tg

DOI: 10.7498/aps.62.034204

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10674176).

[†] Corresponding author. E-mail: lukeqing@tjpu.edu.cn