

四、结果与讨论

1. 我们在阻尼效应起重要作用情况下, 求解了 Brillouin 朝后散射过程时间变化、空间变化和时间-空间变化三类方程组, 得到了入射波、散射波的场和场能等量的具体表达式, 获得了饱和时刻和朝后散射发生区域等特征量与参量的函数关系. 除了稳定态问题空间变化模型曾经有人作过较为详细的研究, 我们这里给出的结果仅是一种对流不稳定非线性发展模^[6]以外, 时间变化以及时间-空间变化的解析均未见到别人的讨论. 我们感到时间变化问题虽然简单, 但是它可以反映出趋向稳定态过程和稳定态发展过程的参量关系, 对了解过程的时间发展较有意义. 当然, 为了了解实际过程的场和场能的变化, 重要的是求解时间-空间变化的联合关系, 我们的解表明了场能与两种行波形式传播函数的具体耦合关系.

2. 上述结果对 Ramann 朝后散射过程亦适用, 这时 $\omega \approx \omega_{pe} \gg \omega_{pi}$, 所以方程 (8) 变为

$$\frac{\partial^2 \tilde{n}_e}{\partial t^2} + 2\gamma_e \frac{\partial \tilde{n}_e}{\partial t} + \left(\omega_{pe}^2 - c_e^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \tilde{n}_e = - \frac{\omega_{pe}^2}{8\pi m_e \omega_0 \omega} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \tilde{E}_0 \tilde{E}_s. \quad (96)$$

这里 γ_e 为 Langmuir 波的 Landau 阻尼率. 利用 Langmuir 波的色散关系, 作展开后就得到 (13)–(15) 式类似公式. 因此, 就可用处理 Brillouin 散射波的方法进行同样讨论, 这里不再重复.

参 考 文 献

- [1] C. S. Liu *et al.*, *Phys. Fluids*, **17**(1974), 1211.
- [2] C. S. Liu, in *Advances in Plasma Physics*, A. Simon and W. B. Thompson, eds., **6**(1976), p. 121.
- [3] J. E. Willett *et al.*, *Plasma. Phys.*, **20**(1978), 1253.
- [4] D. J. Kaup *et al.*, *Rev. Mod. Phys.*, **51**(1979), 275. A. Reiman, *Rev. Mod. Phys.*, **51**(1979), 311.
- [5] C. L. Tang, *J. Appl. Phys.*, **37**(1966), 2945.
- [6] D. W. Forslund *et al.*, *Phys. Fluids*, **18**(1975), 1002.
- [7] V. Fuchs, *Phys. Fluids*, **19**(1976), 1554.
- [8] C. J. Randall *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **43**(1979), 924.
- [9] W. L. Kruer, *Phys. Fluids*, **23**(1980), 1273.
- [10] T. Speziale *et al.*, *Phys. Fluids*, **23**(1980), 1275.
- [11] 王竹溪、郭敦仁, 特殊函数概论, 科学出版社出版, (1965).

DAMPING EFFECT ON THE NONLINEAR STABILIZATION OF STIMULATED BRILLOUIN SCATTERING PROCESS

HE XIAN-TU

(*P. O. Box 8009, Peking, China*)

ABSTRACT

In this paper, we investigated the stabilization of stimulated Brillouin scattering due to the non-linearity. We are mainly interested in the Landau damping effect on non-linear stabilization, we thus solved the time, space and time-space equations and obtained the approximate analytical expressions for the field energy densities, field amplitude, saturation time and space size etc. as functions of various physical parameters.

调相聚焦激光加速器的调相模拟实验

董碧珍 郑师海 杨国桢

(中国科学院物理研究所)

1981 年 9 月 2 日收到

提 要

在本文中讨论了调相聚焦激光加速器的调相模拟实验方案,给出了调相板的具体设计方法,制作了调相板,并进行了调相实验. 实验结果与理论设计相符合.

一、引 言

探索加速粒子的新途径,使其规模和投资都可能得到大幅度降低,是人们十分关注的问题. 十多年来,各种不同的激光加速器的设想或方案不断地涌现. 彭桓武等同志提出了一个“超高能粒子加速的新途径——调相聚焦激光加速器”的新设想^[1]. 他们的基本思想是利用调相聚焦激光轴对称电场来加速带电粒子. 具体地说,注入到激光加速器的粒子速度尽管达到光速的 99% 以上,但粒子的速度仍然小于光速,所以只能在一小段距离内粒子得到加速,接着粒子将落入减速区和非稳定区. 为了使粒子获得持续稳定地加速,必须在粒子每移到一定距离时,及时地调整入射激光的初始相位. 激光初始相位的调整可以采用调相板来实现. 因此,调相板的制作和调相板功能的研究是调相聚焦激光加速器实现与否的关键之一.

本文的目的是设计调相激光加速器调相的模拟实验,给出相应的实验结果,从而对于该加速器能实现预定的调相要求给予一定的实验上的支持.

二、调相板的设计

根据文献 [1] 的方案,调整入射激光相位的调相板,实际上是一个无损耗的半径给定的圆柱形相位光栅,它的相位变化与圆柱形的轴向方向平行. 聚焦激光加速器的示意图如图 1 所示,激光波矢为 $\mathbf{k}$, 电场为 $\mathbf{E}$, P 是圆柱形调相板, d 是加速器的半径, z 是加速器的轴线. 为了保证粒子在激光场下获得持续稳定地加速,必须设计调相板,使得在轴上的激光场每经过距离 L_0 调整光场相位 $\pi/2$, L_0 由下式给出^[1]:

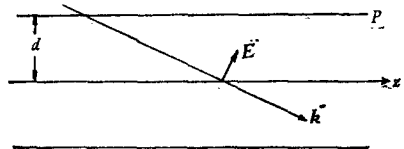


图 1 聚焦激光加速电场示意图(绕 z 轴一周)

$$L_0 = \frac{\lambda}{4} \cdot \frac{1}{(\beta^{-1} - \cos\theta)}, \quad (1)$$

式中 λ 为光波波长, $\beta = v/c$, v 为粒子速度, c 为光速.

就 z 轴方向的调相效果而言, 图 1 所示的圆柱形调相板的设计和功能与把它展成平面形状的调相板的设计和功能是相同的, 如图 2 所示.

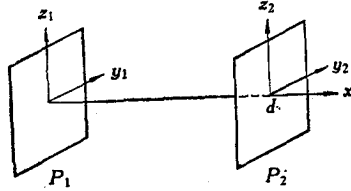


图 2 与图 1 等价的平面调相示意图

为了使问题简化起见, 本文仅讨论平面调相板的设计、制作和模拟实验. 一般地说, 如果把平面调相板弯曲成半径为 d 的圆柱形, 并考虑到径向聚焦, 便得到图 1 的结果.

由 (1) 式可见, 轴线上调相的间隔 L_0 较小, 因而调相板调相的平均间隔也是较小的; 同时调相板到轴线的距离 d 较大. 于是, 不能简单地用几何光学方法设计调相板, 必须考虑光波的衍射特性. 为了便于用波动光学描述图 2 所示的系统, 我们引入下列符号: 调相板平面 P_1 的光场分布为 $u_1(z_1) = \rho_1(z_1)e^{i\phi_1(z_1)}$, 通过距离为 d 的自由传播 $G(z_2, z_1)$ 以后, 粒子加速处 P_2 平面的光场分布为 $u_2(z_2) = \rho_2(z_2)e^{i\phi_2(z_2)}$. 于是, 调相板的设计问题可以归结为这样的问题: 已知输入平面的振幅和输出平面的相位, 如何求解输入平面的相位和输出平面的振幅. 此问题原则上文献 [2] 已经解决.

我们采用文献 [2] 提出的方法及有关理论公式:

$$\rho_{2k} = R_c \sum_l (e^{-i\phi_{2k}} G_{kl} \rho_{1l} e^{i\phi_{1l}}) \quad (2)$$

和

$$e^{i\phi_{1k}} = \sum_l G_{lk}^* \rho_{2l} e^{i\phi_{2l}} / \left| \sum_l G_{lk}^* \rho_{2l} e^{i\phi_{2l}} \right|, \quad (3)$$

并且作如下的取样, 在输入平面 z_1 内取 N 个取样点, 取样点间隔为 Δz , 则

$$z_1 = \left(l + \frac{1}{2}\right) z_1 / N, \quad (l = 0, 1, 2, \dots, N-1);$$

为了简明起见, 假定输出平面的孔径、取样点数目和取样间隔均与输入平面相同, 则有 $z_2 = \left(k + \frac{1}{2}\right) z_1 / N, (k = 0, 1, 2, \dots, N-1)$. 于是在上述取样意义下自由传播矩阵可表示为

$$G(l, k) = \frac{C}{\sqrt{N}} \cdot M(l) \cdot FT(l, k) \cdot N(k), \quad (4)$$

式中的符号为

$$C = \exp\{i\pi[1/(4LN^2) + L/4 + 3/2L]\}, \quad (4a)$$

$$M(l) = \exp\{i\pi[l/(LN^2) - l(1/N + 1)/N]\}, \quad (4b)$$

$$N(k) = \exp\{i\pi[Lk^2 - k(L + 1/N)]\}, \quad (4c)$$

$$L = \lambda d / z_1^2, \quad (4d)$$

以及 $FT(l, k)$ 是通常的离散傅里叶变换式. 在我们的设计中, 相应于已知 $\rho_1(l\Delta z) = 1$ 和 $\phi_2(k\Delta z) = k \cdot \pi/2, (l, k = 1, 2, \dots, N)$, 并取 $L = 1/N$ 和 $\theta = \pi/2$ (即垂直入射情

况), 求解 $\phi_1(l\Delta z)$. 在具体作数值计算时, 取了以下两组数据: 1) $N = 4$, $z_l = 0.8\text{mm}$, 对应的 $d = 252.84\text{mm}$; 2) $N = 32$, $z_l = 3.2\text{mm}$, 对应的 $d = 505.69\text{mm}$. 计算结果分别列在表 1 和表 2 中.

表 1

N	$\phi_1(x\pi)$	ρ_1	$\phi_2(x\pi)$	ρ_2
1	0.0000	1.0000	0.0000	1.0000
2	0.5000	1.0000	0.5000	1.0000
3	-1.0000	1.0000	-1.0000	1.0000
4	-0.5000	1.0000	-0.5000	1.0000

表 2

N	$\phi_1(x\pi)$	ρ_1	$\phi_2(x\pi)$	ρ_2
1	-0.2500	1.0000	0.0000	1.0000
2	0.2500	1.0000	0.5000	1.0000
3	0.7500	1.0000	1.0000	1.0000
4	-0.7500	1.0000	-0.5000	1.0000
5	-0.2500	1.0000	0.0000	1.0000
6	0.2500	1.0000	0.5000	1.0000
7	0.7500	1.0000	1.0000	1.0000
8	-0.7500	1.0000	-0.5000	1.0000
9	-0.2500	1.0000	0.0000	1.0000
10	0.2500	1.0000	0.5000	1.0000
11	0.7500	1.0000	1.0000	1.0000
12	-0.7500	1.0000	-0.5000	1.0000
13	-0.2500	1.0000	0.0000	1.0000
14	0.2500	1.0000	0.5000	1.0000
15	0.7500	1.0000	1.0000	1.0000
16	-0.7500	1.0000	-0.5000	1.0000
17	-0.2500	1.0000	0.0000	1.0000
18	0.2500	1.0000	0.5000	1.0000
19	0.7500	1.0000	1.0000	1.0000
20	-0.7500	1.0000	-0.5000	1.0000
21	-0.2500	1.0000	0.0000	1.0000
22	0.2500	1.0000	0.5000	1.0000
23	0.7500	1.0000	1.0000	1.0000
24	-0.7500	1.0000	-0.5000	1.0000
25	-0.2500	1.0000	0.0000	1.0000
26	0.2500	1.0000	0.5000	1.0000
27	0.7500	1.0000	1.0000	1.0000
28	-0.7500	1.0000	-0.5000	1.0000
29	-0.2500	1.0000	0.0000	1.0000
30	0.2500	1.0000	0.5000	1.0000
31	0.7500	1.0000	1.0000	1.0000
32	-0.7500	1.0000	-0.5000	1.0000

从表 1 和表 2 中可以看到, 尽管每组调相板的相位 ϕ_1 的初始值不同, 但它们的相位

分布规律是相同的, 即每间隔距离 L_0 相位增加 $\pi/2$, 与 P_2 平面要求的相位调整量 ϕ_2 是一致的.

我们可以从普遍的观点说明上述结果是合理的, 与取样点数目 N 无关. P_2 平面的振幅和相位分布为

$$u_2(k) = \exp(ik\pi/2) \quad (k = 0, 1, 2, \dots, N-1), \quad (5)$$

P_1 平面的光场分布为

$$u_1(l) = \sum_{k=0}^{N-1} G^*(l, k) \cdot u_2(k), \quad (6)$$

式中 $*$ 表示取复数共轭. 把 (4) 式代入 (6) 式, 取 $L = 1/N$, 经过计算, 可得

$$u_1(l) = \exp\{i\pi(N/16 - 1/4)\} \cdot \exp(il \cdot \pi/2) \quad (l = 0, 1, 2, \dots, N-1) \quad (7)$$

表 3

N	$\phi_1(x\pi)$	ρ_1	$\phi_2(x\pi)$	ρ_2
1	0.8260	1.0000	0.5000	1.2704
2	0.0923	1.0000	1.0000	0.6694
3	-0.4285	1.0000	-0.5000	0.8468
4	-0.1381	1.0000	0.0000	1.6991
5	0.3829	1.0000	0.5000	0.5915
6	0.7744	1.0000	1.0000	1.8066
7	0.6923	1.0000	-0.5000	1.1195
8	0.3989	1.0000	0.0000	0.7628
9	-0.0253	1.0000	0.5000	1.0400
10	0.5108	1.0000	1.0000	0.6662
11	0.8857	1.0000	-0.5000	0.6548
12	0.5912	1.0000	0.0000	0.1605
13	-0.2156	1.0000	0.5000	0.9192
14	-0.4913	1.0000	1.0000	0.7496
15	-0.8410	1.0000	-0.5000	0.9746
16	0.1024	1.0000	0.0000	0.2381
17	0.5650	1.0000	0.5000	0.8214
18	0.5870	1.0000	1.0000	0.6368
19	0.5620	1.0000	-0.5000	0.5571
20	0.1716	1.0000	0.0000	0.0335
21	-0.3988	1.0000	0.5000	1.1316
22	0.8789	1.0000	1.0000	0.0000
23	-0.9377	1.0000	-0.5000	0.2093
24	-0.3149	1.0000	0.0000	0.8853
25	-0.5322	1.0000	0.5000	1.5292
26	-0.7123	1.0000	1.0000	1.9872
27	0.7238	1.0000	-0.5000	0.8443
28	0.1790	1.0000	0.0000	1.5415
29	-0.9513	1.0000	0.5000	0.8183
30	-0.7726	1.0000	1.0000	1.2646
31	-0.5081	1.0000	-0.5000	1.1478
32	-0.6939	1.0000	0.0000	0.1722

上式为 $L = 1/N$ 时调相板设计的基本方程. 从 (7) 式可见, 除了右边第一个括弧的附加常数相位因子外, (7) 式与 (5) 式相同. 当 $N = 4$ 时, 附加常数相位因子为零, (7) 式给出的结果与表 1 相同; 当 $N = 32$ 时, 附加常数相位因子为 $-\pi/4$, (7) 式给出的结果与表 2 相同.

乍一看来, (7) 式得到的结果似乎与从几何光学给出的结果相同, 其实两者有着本质的区别. (7) 式是考虑光波衍射性质后得到的. (7) 式仅在条件 $L = 1/N$ 时成立. 在此特殊条件下, 光波相互干涉的结果与几何光学的结果恰好相同.

当然, 按照文献 [2] 的方法, 放弃条件 $L = 1/N$, 仍可进行调相板的设计. 如果取 $N = 32$, $L = 40\text{mm}$, 调相板的设计结果的数据如表 3 所示. 从表 3 中可以看出, 此时调相板的相位值的分布远不如表 1 和表 2 那样有规律. 从理论上讲, 虽然表 3 给出调制相位的设计值也能达到模拟实验对调相板的要求, 但是从实验的方便性看, 表 1 和表 2 的结果似乎是更可取的.

现在我们讨论激光束倾斜入射时调相板的设计问题. 可以证明: 垂直入射情况下调相板的设计结果完全可用于倾斜入射情况下调相板的设计, 只要把加速器的半径缩小为

$$d' = d \cos^3 \theta, \quad (8)$$

式中 d 是垂直入射时的半径, d' 是倾斜入射时的半径, θ 是倾斜入射角度, 即激光与调相板的夹角. 例如, 取 $N = 12$, $z_1 = 1.2\text{mm}$, $d = 75.80\text{cm}$ 时, 当 $\theta = 45^\circ$, 则 $d' = 26.79\text{cm}$; 取 $N = 36$, $z_1 = 3.6\text{mm}$, $d = 56.89\text{cm}$ 时, 当 $\theta = 45^\circ$, 则 $d' = 20.08\text{cm}$.

三、调相板的制作

目前, 有许多方法制作无损耗的相位型光学元件. 在我们的实验中, 采用一种常用的胶片漂白技术制作调相板. 曝光后的全息干板, 经显影、定影处理后, 是一种振幅型即吸收型的光学元件; 当它再经漂白处理后, 则转换为相位型即无损耗的光学元件.

在制作调相板之前, 必须先得到描述漂白后全息干板的相位差与曝光量的关系曲线. 因为它是确定调相板曝光量的基本依据.

本文只限于讨论平面形状的调相板, 在反复实验后, 我们选择了 Agfa-10 E75 型全息干板用来制作调相板. 在均匀的光强下, 改变不同的曝光时间, 对应于不同的曝光量, 把它曝光, 然后把它放置在 D-19 显影液中显影 3min, 取出, 水冲 3 min; 接着放置在 F-5 定影液中定影 3 min 取出, 水冲 3 min; 再放置在漂白液中漂白 2 min 取出, 水冲 3 min; 最后放置在 1:5 稀释的 F-5 定影液中清洁 20sec 取出, 水冲 3 min, 让它自然凉干.

漂白全息干板的相位测量有许多方法, 我们采用通常的两束光干涉的方法

来测量, 即通过计数干涉条纹偏离来测量相位差. 测量装置如图 3 所示. 平行的激光束通过分束器 S_1 分为两束, 它们分别被反射镜 R_1 , R_2 反射, 再经分束器 S_2 , 最后在 P_2 平面

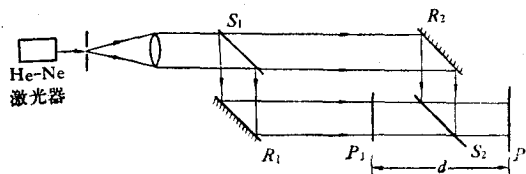


图 3 全息干板相位差测量装置的示意图