

激光中的量子电动力学 与 γ 射线激光

张启仁

Chin. Phys. B **23**(1) (2014): 010306

Chin. Phys. B **24**(5) (2015): 054208

arXiv:1303.7229

arXiv:1408.3112

目录

① 为什么研究 γ 激光

目录

- ① 为什么研究 γ 激光
- ② 激光作摇摆器

目录

- ① 为什么研究 γ 激光
- ② 激光作摇摆器
- ③ 从 γ 光源到 γ 激光

目录

- ① 为什么研究 γ 激光
- ② 激光作摇摆器
- ③ 从 γ 光源到 γ 激光
- ④ 激光中的量子电动力学

目录

- ① 为什么研究 γ 激光
- ② 激光作摇摆器
- ③ 从 γ 光源到 γ 激光
- ④ 激光中的量子电动力学
- ⑤ 激光的宏观发展,激光强度

目录

- ① 为什么研究 γ 激光
- ② 激光作摇摆器
- ③ 从 γ 光源到 γ 激光
- ④ 激光中的量子电动力学
- ⑤ 激光的宏观发展,激光强度
- ⑥ 确认相干性

目录

- ① 为什么研究 γ 激光
- ② 激光作摇摆器
- ③ 从 γ 光源到 γ 激光
- ④ 激光中的量子电动力学
- ⑤ 激光的宏观发展,激光强度
- ⑥ 确认相干性
- ⑦ 畅想介子激射波

目录

- ① 为什么研究 γ 激光
- ② 激光作摇摆器
- ③ 从 γ 光源到 γ 激光
- ④ 激光中的量子电动力学
- ⑤ 激光的宏观发展,激光强度
- ⑥ 确认相干性
- ⑦ 畅想介子激射波

为什么研究 γ 激光
激光作摇摆器
从 γ 光源到 γ 激光
激光中的量子电动力学
激光的宏观发展,激光强度
确认相干性
畅想介子激射波

为什么研究 γ 射线激光

- 激光: 时空定位,导航,全息照相,大功率传输.

为什么研究 γ 射线激光

- 激光: 时空定位,导航,全息照相,大功率传输.
- γ 射线激光: 波长短,量子能量大.因此可实现更高精度的时空定位,导航;微观结构(包括纳米结构,分子,原子,乃至核和基本粒子)的全息照相;极高功率传输等.

高能物理

- 在粒子能量 E 和动量 p_i 很大的条件下,可令它们的不确定量 ΔE 和 Δp_i 也很大,同时令 $\Delta E/E$ 和 $\Delta p_i/p_i$ 都很小,以至这些粒子的能量和动量都可视为大体一定的.

高能物理

- 在粒子能量 E 和动量 p_i 很大的条件下,可令它们的不确定量 ΔE 和 Δp_i 也很大,同时令 $\Delta E/E$ 和 $\Delta p_i/p_i$ 都很小,以至这些粒子的能量和动量都可视为大体一定的.
- 在此条件下,由测不准关系 $\Delta E \Delta t \sim 1$ 和 $\Delta p_i \Delta x_i \sim 1$ (此处采用 $\hbar = c = 1$ 的单位制) 知时空座标的不确定量 Δt 和 Δx_i 都很小, t 和 x_i 都相当好地确定.这些粒子成为很经典的.

高能物理

- 在粒子能量 E 和动量 p_i 很大的条件下,可令它们的不确定量 ΔE 和 Δp_i 也很大,同时令 $\Delta E/E$ 和 $\Delta p_i/p_i$ 都很小,以至这些粒子的能量和动量都可视为大体一定的.
- 在此条件下,由测不准关系 $\Delta E \Delta t \sim 1$ 和 $\Delta p_i \Delta x_i \sim 1$ (此处采用 $\hbar = c = 1$ 的单位制) 知时空座标的不确定量 Δt 和 Δx_i 都很小, t 和 x_i 都相当好地确定.这些粒子成为很经典的.
- 高能物理适合逐点研究物质的结构.

强流物理

- 对一束波,强度 I 很大的条件下,可令它的不确定量 ΔI 也很大,同时令 $\Delta I/I$ 很小,以致波的强度还可视为大体一定的.

强流物理

- 对一束波,强度 I 很大的条件下,可令它的不确定量 ΔI 也很大,同时令 $\Delta I/I$ 很小,以致波的强度还可视为大体一定的.
- 在此条件下,由测不准关系 $\Delta I \Delta \phi \sim 1$ 知相角的不确定量 $\Delta \phi$ 可很小,相角 ϕ 相当好地确定.这束波成为很经典的.

强流物理

- 对一束波,强度 I 很大的条件下,可令它的不确定量 ΔI 也很大,同时令 $\Delta I/I$ 很小,以致波的强度还可视为大体一定的.
- 在此条件下,由测不准关系 $\Delta I \Delta \phi \sim 1$ 知相角的不确定量 $\Delta \phi$ 可很小,相角 ϕ 相当好地确定.这束波成为很经典的.
- 例如可衍射,绕射到被观察客体的背后,实现全息照相.

高能物理与强流物理

- 高能物理适合研究物质的时空结构.

高能物理与强流物理

- 高能物理适合研究物质的时空结构.
- 强流物理适合研究波束与客体作用的相结构.

高能物理与强流物理

- 高能物理适合研究物质的时空结构.
- 强流物理适合研究波束与客体作用的相结构.
- 各种粒子束的相干波的研究对非线性场论的探索也是有意义的.

高能物理与强流物理

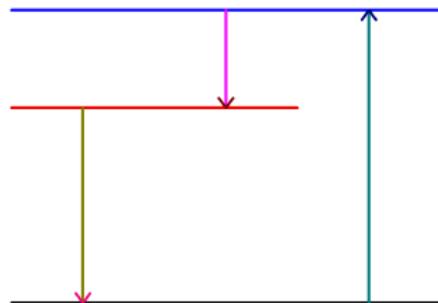
- 高能物理适合研究物质的时空结构.
- 强流物理适合研究波束与客体作用的相结构.
- 各种粒子束的相干波的研究对非线性场论的探索也是有意义的.
- 高能物理与强流物理合起来可更全面研究物质世界.

要解决的问题

- 最初的激光是从物质的一种特别的衰变模式得到的.

要解决的问题

- 最初的激光是从物质的一种特别的衰变模式得到的.



要解决的问题

- 找到这样的能级图,要求系统能容易地从基态(图中用暗绿色表示)激发到某个上能级(图中用蓝色表示).

要解决的问题

- 找到这样的能级图,要求系统能容易地从基态(图中用暗绿色表示)激发到某个上能级(图中用蓝色表示).
- 它的寿命很短,很快衰变到某亚稳态(图中用赭色表示).

要解决的问题

- 找到这样的能级图,要求系统能容易地从基态(图中用暗绿色表示)激发到某个上能级(图中用蓝色表示).
- 它的寿命很短,很快衰变到某亚稳态(图中用赭色表示).
- 此态寿命足够长,以致系统大量在此态聚积,造成集居数分布的反转(处于高能级的系统多于低能级和基态的系统) (负绝对温度).

共振腔

- 此时若有符合从亚稳态跃迁到基态的共振条件的光子在系统附近出现(稀有的自发辐射就可提供这种光子)就会引起诱致辐射,辐射出来的光子与诱发此辐射的光子处于同一态.

共振腔

- 此时若有符合从亚稳态跃迁到基态的共振条件的光子在系统附近出现(稀有的自发辐射就可提供这种光子)就会引起诱致辐射,辐射出来的光子与诱发此辐射的光子处于同一态.
- 诱致辐射会正反馈.为使此种正反馈发挥作用要有一个能充分留住诱致辐射光子的共振腔.这是普通激光器的关键部件.

共振腔

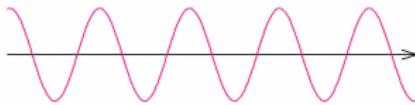
- 此时若有符合从亚稳态跃迁到基态的共振条件的光子在系统附近出现(稀有的自发辐射就可提供这种光子)就会引起诱致辐射,辐射出来的光子与诱发此辐射的光子处于同一态.
- 诱致辐射会正反馈.为使此种正反馈发挥作用要有一个能充分留住诱致辐射光子的共振腔.这是普通激光器的关键部件.
- γ 射线激光器长期做不出来,不是找不到合式的能级图,而是做不出能留住 γ 光子的共振腔.

自由电子激光

- 沿一定方向前进并作横向摆动的相对论电子可产生自由电子激光.

自由电子激光

- 沿一定方向前进并作横向摆动的相对论电子可产生自由电子激光.



自由电子激光能否做成 γ 射线激光

- 这种状态的电子发的光很好地集中在它的前进方向,很好地偏振,频率也比较集中.

自由电子激光能否做成 γ 射线激光

- 这种状态的电子发的光很好地集中在它的前进方向,很好地偏振,频率也比较集中.
- 发出的光子又可诱发与自己同处一态的光子,形成正反馈.

自由电子激光能否做成 γ 射线激光

- 这种状态的电子发的光很好地集中在它的前进方向,很好地偏振,频率也比较集中.
- 发出的光子又可诱发与自己同处一态的光子,形成正反馈.
- 这就可能导致所发光束雪崩式的塌缩,成为一束精确沿电子前进方向传播的强单色偏振光,一束激光.

自由电子激光能否做成 γ 射线激光

- 这种状态的电子发的光很好地集中在它的前进方向,很好地偏振,频率也比较集中.
- 发出的光子又可诱发与自己同处一态的光子,形成正反馈.
- 这就可能导致所发光束雪崩式的塌缩,成为一束精确沿电子前进方向传播的强单色偏振光,一束激光.
- 调节得合适,摆动前进的电子本身挑选诱致辐射,形成激光.摇摆器本身就起着共振腔的作用.

自由电子激光能否做成 γ 射线激光

- 自由电子激光的波长 λ 与电子横向摆动的空间周期 λ_w 有一定的比例关系,

自由电子激光能否做成 γ 射线激光

- 自由电子激光的波长 λ 与电子横向摆动的空间周期 λ_w 有一定的比例关系,
- 比率为摆动电子相对论因子 $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$
倒数平方的量级: $\lambda \sim \lambda_w/\gamma^2$.

自由电子激光能否做成 γ 射线激光

- 自由电子激光的波长 λ 与电子横向摆动的空间周期 λ_w 有一定的比例关系,
- 比率为摆动电子相对论因子 $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ 倒数平方的量级: $\lambda \sim \lambda_w/\gamma^2$.
- 对相对论摆动电子 $\lambda \ll \lambda_w$.

自由电子激光能否做成 γ 射线激光

- 自由电子激光的波长 λ 与电子横向摆动的空间周期 λ_w 有一定的比例关系,
- 比率为摆动电子相对论因子 $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ 倒数平方的量级: $\lambda \sim \lambda_w/\gamma^2$.
- 对相对论摆动电子 $\lambda \ll \lambda_w$.
- 然而要产生 γ 射线激光,摆动常数 λ_w 要小于毫米量级.这对于用交变磁场实现的常规摆动器难以做到.

晶体中声致周期弯曲沟道作为带电粒子摆动器

- 上世纪末一位俄罗斯年轻人提出用晶体中声致周期弯曲沟道(横声波)作为带电粒子摆动器,制造 γ 射线激光.
 1. A.V. Korol et.al. J. Phys. G**24** (1998) L45
 2. A.V. Korol et.al. Intern. J . mod. Phys. E**8** (1999) 49
 3. Qi-Ren Zhang Intern. J . mod. Phys. E**8** (1999) 493
 4. 张启仁, 高春媛, 姚树德, γ 射线激光科学通报 **46** (2001) 651.

这个方案的问题

- 难以按预定要求激发出横声波.

这个方案的问题

- 难以按预定要求激发出横声波.
- 不存在理想晶体.实际晶体都有缺陷和杂质.以理想晶体为基础的理论方案无法实现.

这个方案的问题

- 难以按预定要求激发出横声波.
- 不存在理想晶体.实际晶体都有缺陷和杂质.以理想晶体为基础的理论方案无法实现.
- 此方案以失败告终.

目录

- ① 为什么研究 γ 激光
- ② 激光作摇摆器
- ③ 从 γ 光源到 γ 激光
- ④ 激光中的量子电动力学
- ⑤ 激光的宏观发展,激光强度
- ⑥ 确认相干性
- ⑦ 畅想介子激射波

猛回首:普通激光就可做带电粒子摇摆器!

- 激光提供随时间空间周期变化的电磁场,正好用来摇摆带电粒子.

猛回首:普通激光就可做带电粒子摇摆器!

- 激光提供随时间空间周期变化的电磁场,正好用来摇摆带电粒子.
- 真空中的电磁波是干净的,没有缺陷和杂质,是理想的带电粒子摇摆器.

猛回首:普通激光就可做带电粒子摇摆器!

- 激光提供随时间空间周期变化的电磁场,正好用来摇摆带电粒子.
- 真空中的电磁波是干净的,没有缺陷和杂质,是理想的带电粒子摇摆器.
- 电磁场与带电粒子组成的系统,有很好的基本理论:量子电动力学.她是当今最好最可靠的理论.

猛回首:普通激光就可做带电粒子摇摆器!

- 激光提供随时间空间周期变化的电磁场,正好用来摇摆带电粒子.
- 真空中的电磁波是干净的,没有缺陷和杂质,是理想的带电粒子摇摆器.
- 电磁场与带电粒子组成的系统,有很好的基本理论:量子电动力学.她是当今最好最可靠的理论.
- 凭我们在激光与物质相互作用方面的研究经验知:这个问题有可靠的解.



为什么研究 γ 激光
激光作摇摆器
从 γ 光源到 γ 激光
激光中的量子电动力学
激光的宏观发展,激光强度
确认相干性
畅想介子激射波

怎样研究 γ 射线激光

- 从量子电动力学出发设计制造.

怎样研究 γ 射线激光

- 从量子电动力学出发设计制造.
- 采用这个理论的一个适用于本问题的形式:
激光中的量子电动力学. 她与量子电动力学
的其它形式等价,因而是同样可靠的.

一般结果

- 激光中的量子电动力学明确指出:10²MeV以上的单能电子束与可见光激光对撞可产生 γ 射线激光.

一般结果

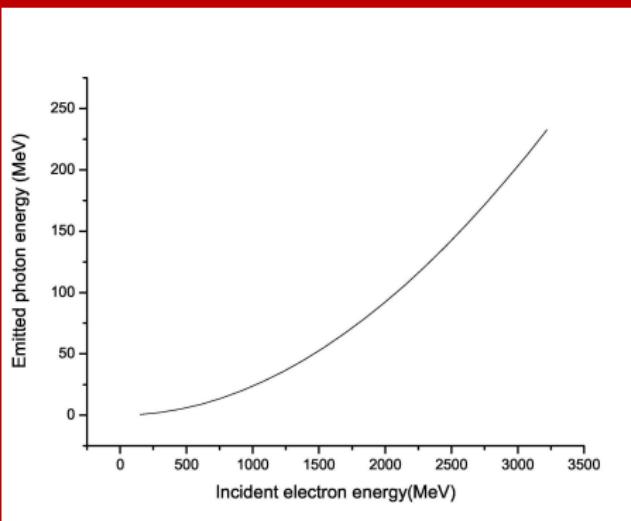
- 激光中的量子电动力学明确指出:10²MeV以上的单能电子束与可见光激光对撞可产生 γ 射线激光.
- 二者在一条细长直管内对撞.称此管为活性管.

一般结果

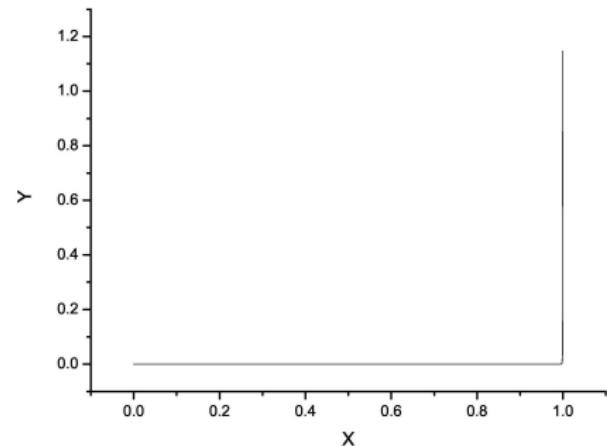
- 激光中的量子电动力学明确指出:10²MeV以上的单能电子束与可见光激光对撞可产生 γ 射线激光.
- 二者在一条细长直管内对撞.称此管为活性管.
- 计算表明,活性管的长度只须厘米量级.电子经过此管后有一半左右发出 γ 光子.

一般结果

- 激光中的量子电动力学明确指出:10²MeV以上的单能电子束与可见光激光对撞可产生 γ 射线激光.
- 二者在一条细长直管内对撞.称此管为活性管.
- 计算表明,活性管的长度只须厘米量级.电子经过此管后有一半左右发出 γ 光子.
- 发出的光子集中在电子的入射方向,是很好的单色极化光.



背景激光波长为 $\lambda = 785\text{nm}$ 强度为 $I = 10^{19}\text{W/m}^2$ 条件下沿电子前进方向发射的光子能量与入射电子能量的关系.



背景激光波长为 $\lambda = 785\text{nm}$ 强度为 $I = 10^{19}\text{W/m}^2$
且入射电子能量为 $E = 307\text{MeV}$ 的条件下
 $Y \equiv 10^6 \times \frac{d\Sigma}{d\Omega_{k'}}$ 和 $X \equiv \theta/\pi$ 的关系. θ 为 γ 光子发射
方向与背景激光传播方向的夹角.

形成 γ 射线激光

- 诱致辐射增强已发出的 γ 光束.

形成 γ 射线激光

- 诱致辐射增强已发出的 γ 光束.
- 诱致辐射的正反馈使这束 γ 光子塌缩成一支方向性和单色性都极好的极化 γ 射线.

形成 γ 射线激光

- 诱致辐射增强已发出的 γ 光束.
- 诱致辐射的正反馈使这束 γ 光子塌缩成一支方向性和单色性都极好的极化 γ 射线.
- 诱致辐射还使这支 γ 射线中光子数不确定,从而成为一束具非零振幅的相干波.

形成 γ 射线激光

- 诱致辐射增强已发出的 γ 光束.
- 诱致辐射的正反馈使这束 γ 光子塌缩成一支方向性和单色性都极好的极化 γ 射线.
- 诱致辐射还使这支 γ 射线中光子数不确定,从而成为一束具非零振幅的相干波.
- **这就是 γ 射线激光.一种量子自由电子激光(QFEL).**

相当于抽运和共振腔的机制, γ 激光的直线增强器

- 将多节活性管连接起来,在每节的入口处重新(用磁场)注入始态能量的电子,出口处(用磁场)泄出发射过 γ 光子的末态电子.

相当于抽运和共振腔的机制, γ 激光的直线增强器

- 将多节活性管连接起来,在每节的入口处重新(用磁场)注入始态能量的电子,出口处(用磁场)泄出发射过 γ 光子的末态电子.
- 这相当于通常激光器中的'抽运',使发光介质维持在高能量态.

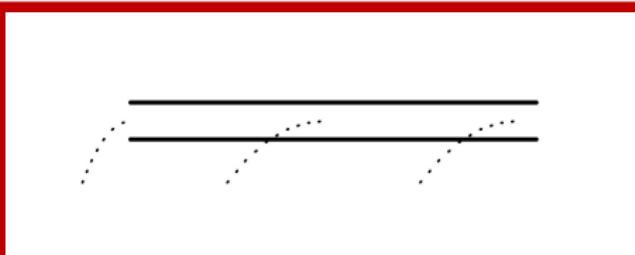
相当于抽运和共振腔的机制, γ 激光的直线增强器

- 将多节活性管连接起来,在每节的入口处重新(用磁场)注入始态能量的电子,出口处(用磁场)泄出发射过 γ 光子的末态电子.
- 这相当于通常激光器中的'抽运',使发光介质维持在高能量态.
- 一条连成直线的多节活性管可成倍增强 γ 射线激光,是 γ 射线激光的直线增强器.

相当于抽运和共振腔的机制, γ 激光的直线增强器

- 将多节活性管连接起来,在每节的入口处重新(用磁场)注入始态能量的电子,出口处(用磁场)泄出发射过 γ 光子的末态电子.
- 这相当于通常激光器中的'抽运',使发光介质维持在高能量态.
- 一条连成直线的多节活性管可成倍增强 γ 射线激光,是 γ 射线激光的直线增强器.
- 越细长越直的(多节)活性管越完美地选择出正反馈的 γ 射线,它相当于通常激光器的共振腔.

为什么研究 γ 激光
激光作摇摆器
从 γ 光源到 γ 激光
激光中的量子电动力学
激光的宏观发展,激光强度
确认相干性
畅想介子激射波



多节活性管概念图.

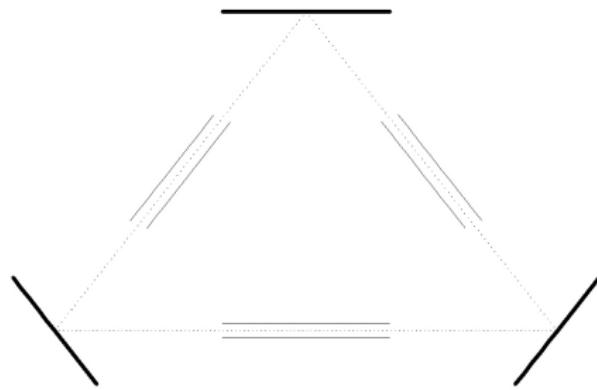
布喇格反射与 γ 射线的回旋增强器

- 软 γ 射线可用布喇格反射改变前进方向.这使将活性管围成一圈,构造 γ 射线的回旋增强器成为可能.

布喇格反射与 γ 射线的回旋增强器

- 软 γ 射线可用布喇格反射改变前进方向.这使将活性管围成一圈,构造 γ 射线的回旋增强器成为可能.
- 它可在有限空间中将 γ 射线激光增到很强

为什么研究 γ 激光
激光作摇摆器
从 γ 光源到 γ 激光
激光中的量子电动力学
激光的宏观发展,激光强度
确认相干性
畅想介子激射波



回旋增强器概念图.

是否激光的判据

- 是否激光的根本判据是相干振幅是否非零. 我们给出了实验确认此点的办法.

是否激光的判据

- 是否激光的根本判据是相干振幅是否非零. 我们给出了实验确认此点的办法.
- 当然也可在应用中检验,例如看在该形成全息照相的条件下是否能做到全息照相.

目录

- ① 为什么研究 γ 激光
- ② 激光作摇摆器
- ③ 从 γ 光源到 γ 激光
- ④ 激光中的量子电动力学
- ⑤ 激光的宏观发展,激光强度
- ⑥ 确认相干性
- ⑦ 畅想介子激射波

理想条件

- 如果一束绝对单能定向运动的电子与一束理想平面波激光正好180度对撞,在入射电子能量和激光波长都合适的条件下输出就是一束 γ 激光.

理想条件

- 如果一束绝对单能定向运动的电子与一束理想平面波激光正好180度对撞, 在入射电子能量和激光波长都合适的条件下输出就是一束 γ 激光.
- 这时发生了完美的共振, 诱致辐射的正反馈令发出的 γ 光迅速塌缩到初态电子的运动方向.

理想条件

- 如果一束绝对单能定向运动的电子与一束理想平面波激光正好180度对撞, 在入射电子能量和激光波长都合适的条件下输出就是一束 γ 激光.
- 这时发生了完美的共振, 诱致辐射的正反馈令发出的 γ 光迅速塌缩到初态电子的运动方向.
- 成为一束单色偏振的相干光.

现实条件

- 一束电子不可能完全单能定向,总有弥散.

现实条件

- 一束电子不可能完全单能定向,总有弥散.
- 也没有理想的平面波激光,总有扭曲.

现实条件

- 一束电子不可能完全单能定向,总有弥散.
- 也没有理想的平面波激光,总有扭曲.
- 康普顿背散射(CBS) γ 光源中入射激光实际是许多并不全同的压缩了的激光波包,也是弥散的.

现实条件

- 一束电子不可能完全单能定向,总有弥散.
- 也没有理想的平面波激光,总有扭曲.
- 康普顿背散射(CBS) γ 光源中入射激光实际是许多并不全同的压缩了的激光波包,也是弥散的.
- 这一切使各种诱致辐射的正反馈和塌缩的可能性互相竞争.

现实条件

- 一束电子不可能完全单能定向,总有弥散.
- 也没有理想的平面波激光,总有扭曲.
- 康普顿背散射(CBS) γ 光源中入射激光实际是许多并不全同的压缩了的激光波包,也是弥散的.
- 这一切使各种诱致辐射的正反馈和塌缩的可能性互相竞争.
- 弥散和扭曲大到一定程度,向一个态的塌缩成为不可能.就不能形成 γ 激光.

有序和无序

- 一束能量和运动方向都完全确定的电子和一束完全的平面波激光是完全有序的.

有序和无序

- 一束能量和运动方向都完全确定的电子和一束完全的平面波激光是完全有序的.
- 电子能量和运动方向的弥散以及入射激光波包的扭曲和弥散则都表示无序.

有序和无序

- 一束能量和运动方向都完全确定的电子和一束完全的平面波激光是完全有序的.
- 电子能量和运动方向的弥散以及入射激光波包的扭曲和弥散则都表示无序.
- 上节说的是有序的始态可产生 γ 激光.

有序和无序

- 一束能量和运动方向都完全确定的电子和一束完全的平面波激光是完全有序的.
- 电子能量和运动方向的弥散以及入射激光波包的扭曲和弥散则都表示无序.
- 上节说的是有序的始态可产生 γ 激光.
- 实际的始态则恒有无序.无序达到一定程度则不能形成激光.

有序和无序

- 一束能量和运动方向都完全确定的电子和一束完全的平面波激光是完全有序的.
- 电子能量和运动方向的弥散以及入射激光波包的扭曲和弥散则都表示无序.
- 上节说的是有序的始态可产生 γ 激光.
- 实际的始态则恒有无序.无序达到一定程度则不能形成激光.
- 因此,在实验中要逐渐增加始态的有序程度,降低无序程度.

临界,有序与无序间的相变

- 逐渐向有序方向改进始态,会达到一个边界.在靠近完全有序始态的一边,各种塌缩可能性的竞争变得不稳定.

临界,有序与无序间的相变

- 逐渐向有序方向改进始态,会达到一个边界.在靠近完全有序始态的一边,各种塌缩可能性的竞争变得不稳定.
- 其中的一种获胜,输出的 γ 光按这种塌缩成为激光.

临界,有序与无序间的相变

- 逐渐向有序方向改进始态,会达到一个边界.在靠近完全有序始态的一边,各种塌缩可能性的竞争变得不稳定.
- 其中的一种获胜,输出的 γ 光按这种塌缩成为激光.
- 这是一种从无序到有序的相变.输出由不相干的 γ 光变成相干的 γ 激光.

临界,有序与无序间的相变

- 相反,如果输入的质量变差,始态变得更无序,各种塌缩可能性的竞争变得势均力敌,每种塌缩都不能胜出,激光便不能形成.

临界,有序与无序间的相变

- 相反,如果输入的质量变差,始态变得更无序,各种塌缩可能性的竞争变得势均力敌,每种塌缩都不能胜出,激光便不能形成.
- 输出从相干的激光变成不相干光.是从有序到无序的相变.

临界,有序与无序间的相变

- 相反,如果输入的质量变差,始态变得更无序,各种塌缩可能性的竞争变得势均力敌,每种塌缩都不能胜出,激光便不能形成.
- 输出从相干的激光变成不相干光.是从有序到无序的相变.
- 从两侧临近并达到相变界面,即是临界.

- 从CBS γ 光源到 γ 激光的过程就是不断改进入射电子束和入射激光质量的过程.

- 从CBS γ 光源到 γ 激光的过程就是不断改进入射电子束和入射激光质量的过程.
- 要冷却它们,使之有序化.以达到临界.

- 从CBS γ 光源到 γ 激光的过程就是不断改进入射电子束和入射激光质量的过程.
- 要冷却它们,使之有序化.以达到临界.
- 改进入射电子和激光,实现临界,引出 γ 激光,是一项实验工作.

- 从CBS γ 光源到 γ 激光的过程就是不断改进入射电子束和入射激光质量的过程.
- 要冷却它们,使之有序化.以达到临界.
- 改进入射电子和激光,实现临界,引出 γ 激光,是一项实验工作.
- 可以且应该有理论配合,但要依据实验条件进行.

- 从CBS γ 光源到 γ 激光的过程就是不断改进入射电子束和入射激光质量的过程.
- 要冷却它们,使之有序化.以达到临界.
- 改进入射电子和激光,实现临界,引出 γ 激光,是一项实验工作.
- 可以且应该有理论配合,但要依据实验条件进行.
- 这项实验,进可以实现 γ 激光,退可以改进CBS γ 光源.旱涝保收,值得一试.

目录

- ① 为什么研究 γ 激光
- ② 激光作摇摆器
- ③ 从 γ 光源到 γ 激光
- ④ 激光中的量子电动力学
- ⑤ 激光的宏观发展,激光强度
- ⑥ 确认相干性
- ⑦ 畅想介子激射波

为什么研究 γ 激光
激光作摇摆器
从 γ 光源到 γ 激光
激光中的量子电动力学
激光的宏观发展,激光强度
确认相干性
畅想介子激射波

量子电动力学

- 量子电动力学是当今物理学中最完美的理论

量子电动力学

- 量子电动力学是当今物理学中最完美的理论
- 有严谨的理论体系,除对带电粒子与光子间的元作用用微扰近似外,一切推导都是严格的.

量子电动力学

- 量子电动力学是当今物理学中最完美的理论
- 有严谨的理论体系,除对带电粒子与光子间的元作用用微扰近似外,一切推导都是严格的.
- 而这一近似的正确性由精细结构常数
 $\alpha = 1/137.0$ 为小量保证.

量子电动力学

- 量子电动力学是当今物理学中最完美的理论
- 有严谨的理论体系,除对带电粒子与光子间的元作用用微扰近似外,一切推导都是严格的.
- 而这一近似的正确性由精细结构常数
 $\alpha = 1/137.0$ 为小量保证.
- 她的可重整性保证每级微扰得到的都是可与实验比较的有限值.

量子电动力学

- 量子电动力学是当今物理学中最完美的理论
- 有严谨的理论体系,除对带电粒子与光子间的元作用用微扰近似外,一切推导都是严格的.
- 而这一近似的正确性由精细结构常数 $\alpha = 1/137.0$ 为小量保证.
- 她的可重整性保证每级微扰得到的都是可与实验比较的有限值.
- 迄今为止所有的理论值都与实验值在实验误差范围内一致.

真空中的量子电动力学

- 通常粒子物理中用的是真空中的量子电动力学,少数带电粒子与光子在真空中自由运动,偶尔带电粒子吸收或发射光子.

真空中的量子电动力学

- 通常粒子物理中用的是真空中的量子电动力学,少数带电粒子与光子在真空中自由运动,偶尔带电粒子吸收或发射光子.
- 真空被定义为没有任何粒子的空间.

真空中的量子电动力学

- 通常粒子物理中用的是真空中的量子电动力学,少数带电粒子与光子在真空中自由运动,偶尔带电粒子吸收或发射光子.
- 真空被定义为没有任何粒子的空间.
- 带电粒子吸收或发射光子是这个系统仅有作用,用微扰法处理.

真空中的量子电动力学

- 通常粒子物理中用的是真空中的量子电动力学,少数带电粒子与光子在真空中自由运动,偶尔带电粒子吸收或发射光子.
- 真空被定义为没有任何粒子的空间.
- 带电粒子吸收或发射光子是这个系统仅有作用,用微扰法处理.
- 由于能量动量守恒这种吸收和发射的过程必在二次以上.

激光中的量子电动力学

- 我们要用的是激光中的量子电动力学. 真空定义为除一束激光外没有任何粒子的空间.

激光中的量子电动力学

- 我们要用的是激光中的量子电动力学. 真空定义为除一束激光外没有任何粒子的空间.
- 带电粒子与光子在这种真空中自由运动, 偶尔发生带电粒子吸收或发射光子的过程.

激光中的量子电动力学

- 我们要用的是激光中的量子电动力学. 真空定义为除一束激光外没有任何粒子的空间.
- 带电粒子与光子在这种真空中自由运动, 偶尔发生带电粒子吸收或发射光子的过程.
- 由于受激光的摇摆, 带电粒子可只吸收或只发射一次光子.

激光中的量子电动力学

- 我们要用的是激光中的量子电动力学. 真空定义为除一束激光外没有任何粒子的空间.
- 带电粒子与光子在这种真空中自由运动, 偶尔发生带电粒子吸收或发射光子的过程.
- 由于受激光的摇摆, 带电粒子可只吸收或只发射一次光子.
- 量子电动力学的这两种形式由一系列么正变换联系, 因而是等价的.

激光中单电子波函数的解析解

- 在圆偏振平面波激光中,电子波函数满足本征方程

$$\{ \boldsymbol{\alpha} \cdot (-i\boldsymbol{\nabla}) + eA[\alpha_x \cos(k_z) + \alpha_y \sin(k_z)] + \beta m + kj_z \} \psi_n(\boldsymbol{x}) = \varepsilon_n \psi_n(\boldsymbol{x}).$$

它有解析解.

激光中单电子波函数的解析解

- 在圆偏振平面波激光中,电子波函数满足本征方程

$$\left\{ \alpha \cdot (-i\nabla) + eA[\alpha_x \cos(k_z) + \alpha_y \sin(k_z)] + \beta m + kj_z \right\} \psi_n(\mathbf{x}) = \varepsilon_n \psi_n(\mathbf{x}).$$

它有解析解.

- 本征值为:

$$\varepsilon_n = E + \frac{e^2 A^2}{2(E - p_z)} + \left(\frac{\sigma}{2} - n \right) k,$$

激光中单电子波函数的解析解

• 本征函数为:

$$\begin{aligned} \psi_n(\mathbf{x}) = & \frac{1}{2\pi} \exp \left\{ i \left[p_z + \frac{e^2 A^2}{2(E - p_z)} \right] z \right\} \\ & \times \left\{ 1 - eA[\alpha_x \cos kz + \alpha_y \sin kz + i(\Sigma_y \cos kz \right. \\ & \left. - \Sigma_x \sin kz)] / 2(p_z - E) \right\} \left[i^n J_n(p_\perp \rho') e^{-in\varphi'} P_+ \right. \\ & \left. + i^{n-\sigma} J_{n-\sigma}(p_\perp \rho') e^{-i(n-\sigma)\varphi'} P_- \right] u_\sigma(0), \quad (1) \end{aligned}$$

转动图象中的单电子状态

- xy 平面内的直线坐标和极坐标

$$x = \rho \cos \varphi, y = \rho \sin \varphi.$$

转动图象中的单电子状态

- xy 平面内的直线坐标和极座标

$$x = \rho \cos \varphi, y = \rho \sin \varphi.$$

- xy 平面内的变位直线坐标和极座标

$$x' = x - \frac{eA}{k(p_z - E)} \sin kz = \rho' \cos \varphi',$$

$$y' = y + \frac{eA}{k(p_z - E)} \cos kz = \rho' \sin \varphi'.$$

转动图象中的单电子状态

- xy 平面内的直线坐标和极座标

$$x = \rho \cos \varphi, y = \rho \sin \varphi.$$

- xy 平面内的变位直线坐标和极座标

$$x' = x - \frac{eA}{k(p_z - E)} \sin kz = \rho' \cos \varphi',$$

$$y' = y + \frac{eA}{k(p_z - E)} \cos kz = \rho' \sin \varphi'.$$

- (1)中的变位极座标表示背景激光中单电子波的扭曲.

电子在激光场中的量子摆动

- 激光场导致电子波的扭曲.

电子在激光场中的量子摆动

- 激光场导致电子波的扭曲.
- 波函数是电子运动状态的描述.它的扭曲表示电子偏离惯性运动而摆动.

电子在激光场中的量子摆动

- 激光场导致电子波的扭曲.
- 波函数是电子运动状态的描述.它的扭曲表示电子偏离惯性运动而摆动.
- 它表现为沿 z 方向周期地在 $x - y$ 平面内扭曲,和调制沿 z 方向的周期性.

电子在激光场中的量子摆动

- 激光场导致电子波的扭曲.
- 波函数是电子运动状态的描述.它的扭曲表示电子偏离惯性运动而摆动.
- 它表现为沿 z 方向周期地在 $x - y$ 平面内扭曲,和调制沿 z 方向的周期性.
- 这是对量子运动的调制,相当于自由电子激光(FEL)器中电子的摆动,故称量子摆动.

量子自由电子激光(QFEL)

- 电子在背景激光中的摆动也产生激光,是量子自由电子激光(QFEL).

量子自由电子激光(QFEL)

- 电子在背景激光中的摆动也产生激光,是量子自由电子激光(QFEL).
- 可见光波段背景激光波长比自由电子激光器中磁场的空间变化周期短得多,由此产生的量子自由电子激光可轻易地到达 γ 射线波段.

目录

- ① 为什么研究 γ 激光
- ② 激光作摇摆器
- ③ 从 γ 光源到 γ 激光
- ④ 激光中的量子电动力学
- ⑤ 激光的宏观发展,激光强度
- ⑥ 确认相干性
- ⑦ 畅想介子激射波

为什么研究 γ 激光
激光作摇摆器
从 γ 光源到 γ 激光
激光中的量子电动力学
激光的宏观发展,激光强度
确认相干性
畅想介子激射波

单节活性管

- 电子从管的一端(a)自左向右入射,背景激光从管的另一端(b)自右向左入射.

单节活性管

- 电子从管的一端(a)自左向右入射,背景激光从管的另一端(b)自右向左入射.
- 管内一点到a端的距离为 l .
l处始态电子数密度为 $n(l)$,末态电子数密度为 $n'(l)$,激光的光子数密度为 $N(l)$.

单节活性管

- 电子从管的一端(a)自左向右入射,背景激光从管的另一端(b)自右向左入射.
- 管内一点到a端的距离为 l .
l处始态电子数密度为 $n(l)$,末态电子数密度为 $n'(l)$,激光的光子数密度为 $N(l)$.
- 在局域近似(以单位体积内的光子数代替光子数)下始态电子发射和末态电子吸收光子的平衡方程为 $dN = [(N + 1)n - Nn']adl/\lambda_c$,
其中 $a = \frac{d\Sigma}{d\Omega_{k'}}/(N + 1)$.

发展方程

- 取起始条件

$$N(0) = n'(0) = 0 \quad \text{和} \quad n(0) \equiv n_0,$$

发展方程

- 取起始条件

$$N(0) = n'(0) = 0 \quad \text{和} \quad n(0) \equiv n_0,$$

- 有 $N(l) = n'(l) = n_0 - n(l).$

发展方程

- 取起始条件

$$N(0) = n'(0) = 0 \quad \text{和} \quad n(0) \equiv n_0,$$

- 有 $N(l) = n'(l) = n_0 - n(l).$

- 得发展方程 $\lambda_c \frac{dn}{dl} = a[2n^2 - (3n_0 + 1)n + n_0^2].$

发展方程

- 取起始条件

$$N(0) = n'(0) = 0 \quad \text{和} \quad n(0) \equiv n_0,$$

- 有 $N(l) = n'(l) = n_0 - n(l).$

- 得发展方程 $\lambda_c \frac{dn}{dl} = a[2n^2 - (3n_0 + 1)n + n_0^2].$

- 由此可解得 $n(l)$ 和 $N(l) = n_0 - n(l).$ 其中

$$N(l) = n'(l) = 2n_0 \frac{1 - \exp(-\xi al/\lambda_c)}{\xi - n_0 + 1 + (\xi + n_0 - 1) \exp(-\xi al/\lambda_c)},$$
$$\xi \equiv \sqrt{n_0^2 + 6n_0 + 1}.$$

辐射和吸收光子的竞争与平衡

- 设活性管长 L ,在它的右(b)端,即电子出口处,光子数密度为

$$N(L) = 2n_0 \frac{1 - \exp(-\xi aL/\lambda_c)}{\xi - n_0 + 1 + (\xi + n_0 - 1) \exp(-\xi aL/\lambda_c)} ,$$

辐射和吸收光子的竞争与平衡

- 设活性管长 L ,在它的右(b)端,即电子出口处,光子数密度为

$$N(L) = 2n_0 \frac{1 - \exp(-\xi aL/\lambda_c)}{\xi - n_0 + 1 + (\xi + n_0 - 1) \exp(-\xi aL/\lambda_c)},$$

- 取参数

$$\lambda = 785\text{nm}, \quad I = 10^{19}\text{W/m}^2, \quad E = 307\text{MeV}.$$

辐射和吸收光子的竞争与平衡

- 设活性管长 L ,在它的右(b)端,即电子出口处,光子数密度为

$$N(L) = 2n_0 \frac{1 - \exp(-\xi aL/\lambda_c)}{\xi - n_0 + 1 + (\xi + n_0 - 1) \exp(-\xi aL/\lambda_c)},$$

- 取参数

$$\lambda = 785\text{nm}, I = 10^{19}\text{W/m}^2, E = 307\text{MeV}.$$

- 取 $L = 1\text{cm}$,算得的 $\xi aL/\lambda_c$ 已可视为无穷大.

辐射和吸收光子的竞争与平衡

- 设活性管长 L ,在它的右(b)端,即电子出口处,光子数密度为

$$N(L) = 2n_0 \frac{1 - \exp(-\xi aL/\lambda_c)}{\xi - n_0 + 1 + (\xi + n_0 - 1) \exp(-\xi aL/\lambda_c)},$$

- 取参数

$$\lambda = 785\text{nm}, I = 10^{19}\text{W/m}^2, E = 307\text{MeV}.$$

- 取 $L = 1\text{cm}$,算得的 $\xi aL/\lambda_c$ 已可视为无穷大.

- 由于 n_0 是大数, $\xi - n_0 \sim 3$,

辐射和吸收光子的竞争与平衡

- 设活性管长 L ,在它的右(b)端,即电子出口处,光子数密度为

$$N(L) = 2n_0 \frac{1 - \exp(-\xi aL/\lambda_c)}{\xi - n_0 + 1 + (\xi + n_0 - 1) \exp(-\xi aL/\lambda_c)},$$

- 取参数

$$\lambda = 785\text{nm}, I = 10^{19}\text{W/m}^2, E = 307\text{MeV}.$$

- 取 $L = 1\text{cm}$,算得的 $\xi aL/\lambda_c$ 已可视为无穷大.
- 由于 n_0 是大数, $\xi - n_0 \sim 3$,
- 结果 $N(L) \sim n_0/2$.

单节活性管出射的激光强度

- 可见活性管左端入射的始态电子经辐射和吸收光子的竞争与平衡到管右端后最终约一半跃迁为末态电子,并发出光子.

单节活性管出射的激光强度

- 可见活性管左端入射的始态电子经辐射和吸收光子的竞争与平衡到管右端后最终约一半跃迁为末态电子,并发出光子.
- 单节活性管出射 γ -激光强度大体取决于入射电子流强度.

单节活性管出射的激光强度

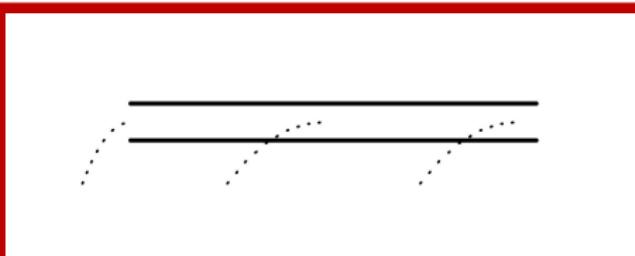
- 可见活性管左端入射的始态电子经辐射和吸收光子的竞争与平衡到管右端后最终约一半跃迁为末态电子,并发出光子.
- 单节活性管出射 γ -激光强度大体取决于入射电子流强度.
- 一束密度为 $n_0 = 10^{18}/\text{m}^3$
能量为 $E = 307\text{MeV}$ 的电子可产生
强度为 $5 \times 10^{13}\text{W/m}^2$ 的 γ -激光.

单节活性管出射的激光强度

- 可见活性管左端入射的始态电子经辐射和吸收光子的竞争与平衡到管右端后最终约一半跃迁为末态电子,并发出光子.
- 单节活性管出射 γ -激光强度大体取决于入射电子流强度.
- 一束密度为 $n_0 = 10^{18}/\text{m}^3$ 能量为 $E = 307\text{MeV}$ 的电子可产生强度为 $5 \times 10^{13}\text{W/m}^2$ 的 γ -激光.
- 这已值得一试.

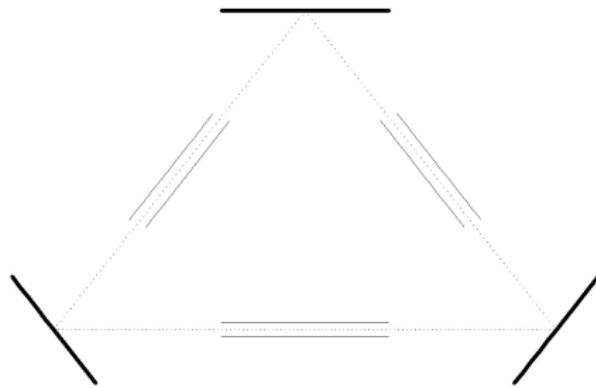


为什么研究 γ 激光
激光作摇摆器
从 γ 光源到 γ 激光
激光中的量子电动力学
激光的宏观发展,激光强度
确认相干性
畅想介子激射波



多节活性管概念图.

为什么研究 γ 激光
激光作摇摆器
从 γ 光源到 γ 激光
激光中的量子电动力学
激光的宏观发展,激光强度
确认相干性
畅想介子激射波



回旋增强器概念图.

多节活性管中每节的激光发展

- 平衡微分方程仍为

$$dN = [(N + 1)n - Nn']adl/\lambda_c,$$

多节活性管中每节的激光发展

- 平衡微分方程仍为

$$dN = [(N + 1)n - Nn']adl/\lambda_c,$$

- 光子数密度的起始条件推广为 $N(0) \equiv N_0 \geq 0$.

多节活性管中每节的激光发展

- 平衡微分方程仍为

$$dN = [(N + 1)n - Nn']adl/\lambda_c,$$

- 光子数密度的起始条件推广为 $N(0) \equiv N_0 \geq 0$.
- 有 $N(l) = N_0 + n'(l) = N_0 + n_0 - n(l)$.

多节活性管中每节的激光发展

- 平衡微分方程仍为

$$dN = [(N + 1)n - Nn']adl/\lambda_c,$$

- 光子数密度的起始条件推广为 $N(0) \equiv N_0 \geq 0$.

- 有 $N(l) = N_0 + n'(l) = N_0 + n_0 - n(l)$.

- 每一节的发展方程推广为

$$\lambda_c \frac{dn}{dl} = a[2n^2 - (2N_0 + 3n_0 + 1)n + n_0(n_0 + N_0)].$$

多节活性管中每节的激光发展

- 平衡微分方程仍为

$$dN = [(N + 1)n - Nn']adl/\lambda_c,$$

- 光子数密度的起始条件推广为 $N(0) \equiv N_0 \geq 0$.

- 有 $N(l) = N_0 + n'(l) = N_0 + n_0 - n(l)$.

- 每一节的发展方程推广为

$$\lambda_c \frac{dn}{dl} = a[2n^2 - (2N_0 + 3n_0 + 1)n + n_0(n_0 + N_0)].$$

- 此方程仍有解析解.与上面类似的分析

知, $N(L) - N(0) \sim n_0$.

多节活性管

- 即每节增加的输出光子数密度 $N(L) - N_0$ 与入射电子数密度 n_0 同量级.

多节活性管

- 即每节增加的输出光子数密度 $N(L) - N_0$ 与入射电子数密度 n_0 同量级.
- 一支 κ 节活性管产生的激光强度大体是单节活性管的 κ 倍.

多节活性管

- 即每节增加的输出光子数密度 $N(L) - N_0$ 与入射电子数密度 n_0 同量级.
- 一支 κ 节活性管产生的激光强度大体是单节活性管的 κ 倍.
- 一支单节活性管长为厘米量级,一支100节量级的活性管长为若干米量级,可放在一间普通实验室内.

多节活性管输出的 γ -激光强度

- 若取每节入口处的入射始态电子束密度为 $n_0 = 10^{18}/\text{m}^3$,活性管末端输出的 γ -激光强度为 $10^{15}\text{W}/\text{m}^2$ 量级.

多节活性管输出的 γ -激光强度

- 若取每节入口处的入射始态电子束密度为 $n_0 = 10^{18}/\text{m}^3$,活性管末端输出的 γ -激光强度为 $10^{15}\text{W}/\text{m}^2$ 量级.
- 若取每节入口处的入射始态电子束密度为 $n_0 = 10^{23}/\text{m}^3$,活性管末端输出的 γ -激光强度可达 $10^{20}\text{W}/\text{m}^2$ 量级.

空间电荷对激光强度的限制

- 理论忽略了电子间的库仑作用.电子束的密度不能太高.否则要从根本上修改理论.

空间电荷对激光强度的限制

- 理论忽略了电子间的库仑作用.电子束的密度不能太高.否则要从根本上修改理论.
- 这就限制了输出激光的强度.

空间电荷对激光强度的限制

- 理论忽略了电子间的库仑作用.电子束的密度不能太高.否则要从根本上修改理论.
- 这就限制了输出激光的强度.
- 自然单位制中相距为 r 的两单位电荷间的库伦力为 α/r^2 .

空间电荷对激光强度的限制

- 理论忽略了电子间的库仑作用.电子束的密度不能太高.否则要从根本上修改理论.
- 这就限制了输出激光的强度.
- 自然单位制中相距为 r 的两单位电荷间的库伦力为 α/r^2 .
- 背景激光作用在电子上的力为 eAk .

空间电荷对激光强度的限制

- 理论忽略了电子间的库仑作用.电子束的密度不能太高.否则要从根本上修改理论.
- 这就限制了输出激光的强度.
- 自然单位制中相距为 r 的两单位电荷间的库伦力为 α/r^2 .
- 背景激光作用在电子上的力为 eAk .
- 库仑力可忽略的条件为 $r \gg \sqrt{\alpha/eAk} \equiv r_c$.

空间电荷对激光强度的限制

- 理论忽略了电子间的库仑作用.电子束的密度不能太高.否则要从根本上修改理论.
- 这就限制了输出激光的强度.
- 自然单位制中相距为 r 的两单位电荷间的库伦力为 α/r^2 .
- 背景激光作用在电子上的力为 eAk .
- 库仑力可忽略的条件为 $r \gg \sqrt{\alpha/eAk} \equiv r_c$.
- 电子束的密度必须远小于临界密度 $n_c = r_c^{-3}$.

空间电荷对激光强度的限制

● 取参数

$\lambda = 785\text{nm}$, $I = 10^{19}\text{W/m}^2$, $E = 307\text{MeV}$. 得 $n_c \approx 10^{29}/\text{m}^3$.

空间电荷对激光强度的限制

- 取参数

$\lambda = 785\text{nm}$, $I = 10^{19}\text{W/m}^2$, $E = 307\text{MeV}$. 得 $n_c \approx 10^{29}/\text{m}^3$.

- 如上取 $n_0 = 10^{23}/\text{m}^3$ 是保险的.

目录

- ① 为什么研究 γ 激光
- ② 激光作摇摆器
- ③ 从 γ 光源到 γ 激光
- ④ 激光中的量子电动力学
- ⑤ 激光的宏观发展,激光强度
- ⑥ 确认相干性
- ⑦ 畅想介子激射波

测量辐射的相干振幅

• 将 $k' = \frac{k(E - p_z)}{E + k + \frac{eA}{2}Rk - (p_z + k + \frac{eA}{2}Rk) \cos \theta}$

和 $k'_0 = \frac{k(E - p_z)}{E + k - (p_z + k) \cos \theta}$

两边都取倒数后相减得

$$\frac{\Delta\lambda'}{\lambda'_0} \equiv \frac{\lambda' - \lambda'_0}{\lambda'_0} = \frac{\left(eA \sin \frac{\theta}{2}\right)^2}{(E - p_z)[E + k - (p_z + k) \cos \theta]}.$$

测量辐射的相干振幅

- 将 $k' = \frac{k(E - p_z)}{E + k + \frac{eA}{2}Rk - (p_z + k + \frac{eA}{2}Rk) \cos \theta}$

和 $k'_0 = \frac{k(E - p_z)}{E + k - (p_z + k) \cos \theta}$

两边都取倒数后相减得

$$\frac{\Delta\lambda'}{\lambda'_0} \equiv \frac{\lambda' - \lambda'_0}{\lambda'_0} = \frac{\left(eA \sin \frac{\theta}{2}\right)^2}{(E - p_z)[E + k - (p_z + k) \cos \theta]}.$$

- 其中 $\lambda' \equiv 2\pi/k'$ 和 $\lambda'_0 \equiv 2\pi/k'_0$ 分别为背景激光中摆动电子辐射的波长和Compton背散射光的波长.

确认相干性

- 从测得的摆动电子辐射波长减去理论算得的Compton背散射光的波长,所得的差可用来计算背景激光的相干振幅 A ,以确认它的相干性:($A \neq 0$).

确认相干性

- 从测得的摆动电子辐射波长减去理论算得的Compton背散射光的波长,所得的差可用来计算背景激光的相干振幅 A ,以确认它的相干性:($A \neq 0$).
- 圆偏振背景激光中摆动电子产生的激光也是圆偏振的.可将它再作为背景激光,注入电子产生激光,并用此法测量相干振幅 A ,以确认上一次产生的 γ -激光的相干性.

目录

- ① 为什么研究 γ 激光
- ② 激光作摇摆器
- ③ 从 γ 光源到 γ 激光
- ④ 激光中的量子电动力学
- ⑤ 激光的宏观发展,激光强度
- ⑥ 确认相干性
- ⑦ 畅想介子激射波

质子与激光碰撞产生介子束

- 用质子代替电子与激光碰撞会发生什么?

质子与激光碰撞产生介子束

- 用质子代替电子与激光碰撞会发生什么?
- 质子带电,通过与激光碰撞可产生光子,形成激光.

质子与激光碰撞产生介子束

- 用质子代替电子与激光碰撞会发生什么?
- 质子带电,通过与激光碰撞可产生光子,形成激光.
- 然而质子还参与强作用,与激光中的光子作用还可产生介子.

质子与激光碰撞产生介子束

- 用质子代替电子与激光碰撞会发生什么?
- 质子带电,通过与激光碰撞可产生光子,形成激光.
- 然而质子还参与强作用,与激光中的光子作用还可产生介子.
- 如有适当的共振环境,形成介子诱致辐射的正反馈,便可产生介子激射波.

质子与激光碰撞产生介子束

- 用质子代替电子与激光碰撞会发生什么?
- 质子带电,通过与激光碰撞可产生光子,形成激光.
- 然而质子还参与强作用,与激光中的光子作用还可产生介子.
- 如有适当的共振环境,形成介子诱致辐射的正反馈,便可产生介子激射波.
- 简称介子激光.

磁场将带电介子的轨道卷成圆圈

- 磁场将带电介子的轨道卷成圆圈,可在有限空间中不断用诱致辐射增强介子激射波的强度.

磁场将带电介子的轨道卷成圆圈

- 磁场将带电介子的轨道卷成圆圈,可在有限空间中不断用诱致辐射增强介子激射波的强度.
- 介子波激射器的共振腔为一圆形介子储存环

磁场将带电介子的轨道卷成圆圈

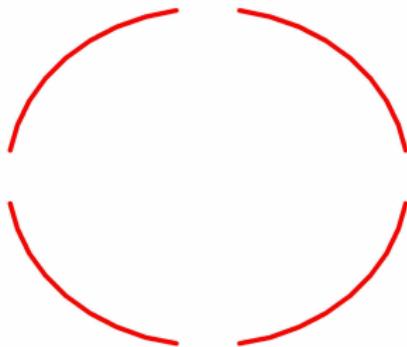
- 磁场将带电介子的轨道卷成圆圈,可在有限空间中不断用诱致辐射增强介子激射波的强度.
- 介子波激射器的共振腔为一圆形介子储存环
- 还可用一般的加速技术提高介子激射波中介子的能量.

磁场将带电介子的轨道卷成圆圈

- 磁场将带电介子的轨道卷成圆圈,可在有限空间中不断用诱致辐射增强介子激射波的强度.
- 介子波激射器的共振腔为一圆形介子储存环
- 还可用一般的加速技术提高介子激射波中介子的能量.
- 这提供了在不太大的空间内产生高强度高能量 π^+ 介子激射波束的可能性.

磁场将带电介子的轨道卷成圆圈

- 磁场将带电介子的轨道卷成圆圈,可在有限空间中不断用诱致辐射增强介子激射波的强度.
- 介子波激射器的共振腔为一圆形介子储存环
- 还可用一般的加速技术提高介子激射波中介子的能量.
- 这提供了在不太大的空间内产生高强度高能量 π^+ 介子激射波束的可能性.
- 极具诱惑力!



π^+ 介子的圆形储存环可用作介子波的共振腔.缺口处安排质子束与激光的对撞. 将最强 π^+ 介子束放在共振腔圆周的切向.令磁场使此介子束在腔内稳定运行,从各缺口处诱发出 π^+ 介子的强激射波.

理论困难与应对

- 理论困难1.介子和质子是强子,有内部结构,它们的动力学严格说来不能用定域场论研究.

理论困难与应对

- 理论困难1.介子和质子是强子,有内部结构,它们的动力学严格说来不能用定域场论研究.
- 应对:限制在能量尺度远小于强子内部激发能的情形,定域强子场论可提供若干定性提示.例如低能核物理.

理论困难与应对

- 理论困难2.强作用过程不能用微扰论处理.

理论困难与应对

- 理论困难2.强作用过程不能用微扰论处理.
- 应对:在此处要讨论的问题中总有一个电磁作用因子和一个强作用因子配对出现.电磁作用强度由精细结构常数 $\alpha = 1/137.0 \ll 1$ 表示,很小.强作用强度由强作用常数 $\frac{G^2}{4\pi} = 14.6 \gg 1$ 表示,很大.它们的积 $\frac{G^2}{4\pi}\alpha = 14.6/137.0 < 1$.

理论困难与应对

- 理论困难2.强作用过程不能用微扰论处理.
- 应对:在此处要讨论的问题中总有一个电磁作用因子和一个强作用因子配对出现.电磁作用强度由精细结构常数 $\alpha = 1/137.0 \ll 1$ 表示,很小.强作用强度由强作用常数 $\frac{G^2}{4\pi} = 14.6 \gg 1$ 表示,很大.它们的积 $\frac{G^2}{4\pi}\alpha = 14.6/137.0 < 1$.
- 微扰法应能给出较可信的定性提示.

理论困难与应对

- 我们正在对产生 π 介子激射波的可能性作具体的理论研究.

为什么研究 γ 激光
激光作摇摆器
从 γ 光源到 γ 激光
激光中的量子电动力学
激光的宏观发展,激光强度
确认相干性
畅想介子激射波

谢 谢 大 家