

高等学校教学参考书

电离辐射防护

— 辐射防护物理基础 —

第一卷

Н.Г.古雪夫 主编

Н.Г.古雪夫

[苏]

В.П.马什科维奇 编

А.П.苏沃罗夫

原子能出版社

R14
25
2:1

高等学校教学参考书

电离辐射防护

第一卷

——辐射防护物理基础——

主编 [苏] H. Γ. 古雪夫
编者 [苏] H. Γ. 古雪夫
 B. Π. 马什科维奇
 A. Π. 苏沃罗夫
译者 华明川 鲍世宽
校者 华明川

110-154

原子能出版社



527047

内 容 简 介

本书系统而透彻地阐述了辐射防护基本理论和核电站、核燃料循环、加速器、辐照装置、宇宙飞船等各个实际应用领域里所涉及的辐射防护及辐射安全问题。本书共两卷：第一卷是辐射防护理论基础；第二卷是核技术应用中的辐射防护和辐射安全。第一卷主要叙述电离辐射与物质的基本相互作用过程、辐射输运理论、各种辐射特征量及屏蔽计算方法。

本书可供高等院校有关专业的师生参考，对从事核技术和放射性同位素应用的科研生产人员和设计工作者也具有实用参考价值。

ЗАЩИТА
ОТ ИОНИЗИРУЮЩИХ
ИЗЛУЧЕНИЙ
Том 1
ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ
ЗАЩИТЫ
ОТ ИЗЛУЧЕНИЙ
Издание второе, переработанное
и дополненное

Н. Г. ГУСЕВ, В. П. МАШКОВИЧ, А. П. СУВОРОВ

Под общей редакцией
доктора технических наук

Н. Г. Гусева

高等学校教学参考书

电离辐射防护

第一卷

——辐射防护物理基础——

主编 [苏] Н. Г. 古雪夫

编者 [苏] Н. Г. 古雪夫

В. П. 马什科维奇

А. П. 苏沃罗夫

译者 华明川 鲍世宽

校者 华明川

责任编辑 崔朝晖

原子能出版社出版

(北京2108信箱)

北京通县电子外文印刷厂印刷

新华书店总店科技发行所发行·新华书店经售

☆

开本 787×1092^{1/16} · 印张 20 · 字数 499千字

1988年12月北京第一版·1988年12月北京第一次印刷

印数 1—1000

ISBN 7-5022-0088-6

TL·32(课) 定价: 4.00元

译 者 的 话

苏联大学教科书《电离辐射防护》的作者H. Γ. 古雪夫教授等长期从事辐射防护物理方面的研究和教学工作。从50年代至今，他们发表了不少专题著作。本书吸取了这些著作的精华，融合了作者在莫斯科工程物理学院长期积累的教学经验，并且博采了近年来这个学科的研究成果。因此可以说，这本书是反映苏联辐射防护理论水平和教程深度的代表作。

本书共两卷：第一卷较系统和透彻地阐述了辐射防护基本理论和各种辐射特征量及屏蔽计算方法；第二卷叙述各种核技术应用中的辐射防护和辐射安全问题。

本卷的第一、二、五、六、七、八章由鲍世宽翻译；序言及第三、四、九、十、十一、十二、十三章由华明川翻译。

原文中明显的错误，译者已改正。若有不当之处，敬请读者指正。

1987. 6. 15

序 言

电离辐射防护问题是在开发核能的同时产生的，因为核能的释放伴随着发射高能粒子和电磁辐射。已广泛应用的电离辐射源（天然和人造放射性核素，现在大约有2000种）是 α 、 β 和 γ 辐射源。核反应堆内的核裂变和原子及热核装置的爆炸均产生巨大的中子通量和 γ 辐射通量。在基本粒子加速器上也产生强大的电子、韧致辐射（X射线）、中子、质子、介子以及其它辐射流。在宇宙空间存在着高能粒子场。这些高能粒子来源于太阳系和银河系的宇宙辐射。其中电子、质子、 α 粒子、轻元素核、中等元素核和重元素核，均具有极其巨大的能量，每个粒子有时达 10^{14} MeV。这些辐射的特点是它们同有生命组织相互作用时产生直接或间接电离，所以此种辐射被称为电离辐射。

地球上的人类和所有其它有生命组织都承受着恒定的天然本底电离辐射的作用。但是，天然辐射剂量比较小。在近几年来，新的强辐射源的出现使得必须采取专门的电离辐射防护措施。核能的蓬勃发展和辐射源在人类各个领域广泛实际应用，对人类的辐射安全有着潜在的威胁，生物环境也有可能被放射性物质污染。因此，电离辐射防护问题和更为广泛的辐射安全问题，已成为当代的社会问题之一。许多国际性、地区性和国家一级的组织都在研究这个问题。

本书是两卷教科书《电离辐射防护》的第一卷。第二卷将研究核技术装置的辐射防护问题。

这一版在许多方面不同于第一版。本版考虑了防护物理的现代科研水平，采用了新的研究成果（包括本书作者在近年来完成的研究成果），增加了新的章节。

无论在苏联还是在世界文献中，这两卷书的许多内容都具有特色并且都是首次提出的，可供物理和技术物理高等院校的学生、研究生和教师作教科书使用。本书在不同程度上对与使用电离辐射源有关的科学工作者和实际工作者、设计者以及其他人员也是有益的。

本卷§1.2、§1.5、第八章、第九章、第十章（除§10.1~10.5和10.10）和第十二章由H. Г. 古雪夫编写；第一章（除§1.2和1.5）、第七章、§10.1~10.5和10.10以及第十一、第十三章由B. П. 马什科维奇编写；第二至第六章（除§6.4）由A. П. 苏沃罗夫编写。

目 录

序言

第 I 部分 辐射防护理论基础	1
第一章 放射性和电离辐射单位	1
辐射源和防护分类	
§ 1.1 国际单位制[S I]	1
§ 1.2 活度单位	1
§ 1.3 辐射场的微分和积分特性	2
§ 1.4 辐射场的剂量特性	10
§ 1.5 镭 γ 当量	17
§ 1.6 辐射源分类	18
§ 1.7 屏蔽分类	20
第二章 电离辐射与物质的基本相互作用	23
§ 2.1 辐射束的减弱规律	23
§ 2.2 带电粒子与物质的相互作用	24
§ 2.3 γ 射线与物质的相互作用	31
§ 2.4 中子与物质的相互作用	38
第三章 辐射输运方程、中子慢化和扩散基本理论	50
§ 3.1 辐射输运方程	50
§ 3.2 中子基本扩散理论	59
§ 3.3 中子慢化理论	70
§ 3.4 年龄理论	76
第四章 辐射输运方程的数值解方法	86
§ 4.1 辐射场数值计算法特点	86
§ 4.2 球谐法	87
§ 4.3 其它多项式展开法	94
§ 4.4 离散坐标法	100
§ 4.5 辐射输运方程的多群分析	109
§ 4.6 多群常数及其应用	118
第五章 辐射输运问题中应用的统计试验方法	126
§ 5.1 蒙特卡罗法的原理	126
§ 5.2 减小分散度的方法	131
§ 5.3 使用电子计算机计算的蒙特卡罗法的应用	134
第六章 辐射输运计算的解析方法和半经验方法	137
§ 6.1 渐近解	137
§ 6.2 快中子和 γ 光子传播计算的各种近似方法	148
§ 6.3 计算中子分布的半经验方法	151
§ 6.4 辐射场计算用的变换	156

第Ⅱ部分 辐射防护工程-物理基础	162
第七章 辐射源的基本辐射特性	162
§ 7.1 放射性核素各向同性点源 γ 辐射场计算公式	162
§ 7.2 放射性核素的 γ 常数	163
§ 7.3 衰变子体产物的 γ 辐射	167
§ 7.4 中子源特性	169
§ 7.5 在反应堆上研究辐射屏蔽问题的装置	175
第八章 电离辐射容许限值水平	177
§ 8.1 基本定义剂量限值	177
§ 8.2 人体的本底照射水平	179
§ 8.3 剂量当量率与粒子和 γ 光子通量密度之间的关系	182
§ 8.4 水和空气中放射性物质容许浓度的计算原则	187
§ 8.5 混合辐射作用下的标准制定	194
第九章 各种几何形状源的辐射场(不考虑散射辐射)	196
§ 9.1 概述	196
§ 9.2 点源和线源辐射场	196
§ 9.3 面源辐射场	199
§ 9.4 截头圆锥、厚板和半无限空间体源辐射场	203
§ 9.5 圆柱源辐射场	206
§ 9.6 球形体源辐射场	210
第十章 γ 辐射屏蔽	213
§ 10.1 宽束几何 介质内散射辐射的空间-能量分布	213
§ 10.2 介质边界散射辐射的能量-角分布	217
§ 10.3 γ 辐射积累因子	223
§ 10.4 均匀介质的积累因子表达式	230
§ 10.5 非均匀介质的积累因子	233
§ 10.6 考虑源内和屏蔽内多次散射的 γ 辐射场计算	237
§ 10.7 点源 γ 辐射屏蔽	241
§ 10.8 体源 γ 辐射屏蔽图示计算法	246
§ 10.9 体源 γ 辐射屏蔽计算的列表法	252
§ 10.10 体源变换为等效面源	254
第十一章 中子屏蔽	259
§ 11.1 介质内中子的空间-能量分布	259
§ 11.2 介质边界散射中子辐射能量-角分布	264
§ 11.3 张弛长度法	266
§ 11.4 分出截面	267
§ 11.5 屏蔽介质内的中子剂量组分	273
§ 11.6 低于阈能的中子积累系数	277
§ 11.7 实验室(α, n)中子源的屏蔽	279
§ 11.8 屏蔽内的次级 γ 辐射	282
第十二章 α 和 β 辐射防护	288
§ 12.1 α 粒子外照射防护	288
§ 12.2 β 粒子外照射防护	289

§ 12.3	β 粒子韧致辐射屏蔽	290
§ 12.4	个人防护器具	291
第十三章	辐射反照率	293
§ 13.1	基本概念和定义	293
§ 13.2	γ 辐射反照率	297
§ 13.3	中子反照率	303
§ 13.4	中子- γ 光子型的准反照率	309
参考文献	312

第 I 部分 辐射防护理论基础

第一章 放射性和电离辐射单位 辐射源和防护分类

§ 1.1 国际单位制[S I]

1960年度量衡代表大会采纳了国际单位制(S I)。在这个单位制中,采用的基本测量单位是:长度用米(m);质量用千克(kg);时间用秒(s);电流强度用安培(A);热力学温度用开尔文(K);物质的量用摩尔(mol);光强度用坎德拉(cd);以及附加的测量单位平面角用弧度(rad)和立体角用球面度(sr)。

苏联国家标准 Г О C T 9867-61《国际单位制》确定从1963年起优先应用 S I 单位。经互合标准 C T C Э B 1052-78《度量衡学·物理量单位》规定从1980年1月起必须应用国际单位制。

同时,在核物理的实验-理论领域内,包括辐射防护、剂量学、辐射物理和技术以及医疗放射学领域,至今仍使用非国际单位制的单位:放射性,用居里(Ci);空间-时间能量角通量密度或者粒子或 γ 光子能通量密度,分别用(γ 光子)/($\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{MeV} \cdot \text{sr}$)和 $\text{MeV} / (\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{MeV} \cdot \text{sr})$;吸收剂量,用拉德(rad);剂量当量,用雷姆(rem);照射量,用伦琴(R);吸收剂量率、剂量当量率或照射量率,相应地用拉德、雷姆、伦琴(或者它们的倍数或分数单位)除以适当的时间单位所得的商表示。对于放射性核素的 γ 辐射特性,也采用标准中未规定的单位毫克镭当量(mg-Ra当量)。

考虑到专家们在将来的某个时候仍然会在早先发表的专题论文、文章和报告里遇到上面所称的非国际单位制单位,所以在本章中,除 S I 单位之外,也研究非国际单位制的测量单位。随着国民经济的不同部门使用的非国际单位制单位逐渐向 S I 单位过渡,本书在教学过程中应当用 S I 单位代替。

非国际单位制测量单位与 S I 单位之间的相互关系列于表1.4和1.5,用这些表可以容易地实现从一种单位制转到另一种单位制。

§ 1.2 活 度 单 位

一定量放射性核素的放射性活度 λ 就是 dN_0 除以 dt 得的商,这里 dN_0 ——在时间间隔 dt 内在这数量的核素中发生自发核转变的次数:

$$\lambda = dN_0 / dt \quad (1.1)$$

在SI中, 辐射源核素的放射性活度测量单位是每秒的衰变数(衰变/s)。该单位叫做贝可(Bq)。非国际单位制的放射性活度单位居里(Ci)与贝可有以下关系: $1\text{Ci} = 3.7 \times 10^{10}$ 衰变/s = 3.7×10^{10} Bq。

放射性原子核的衰变伴有 α 粒子、 β^+ 粒子、 β^- 粒子、转换电子、 γ 光子的发射, 有时还发射伦琴射线——K层X辐射和L层X辐射。核转变数并不总是同发射的粒子数相符合, 而同发射的 γ 光子数符合更是罕见。因此, 不允许使用诸如“ α 、 β 或 γ 活度”这样的术语。为了确定每次核衰变或单位放射性活度发射的粒子或 γ 光子数, 必须知道给定的放射性核素的衰变—纲图(见图7.2)。

实验上已确定, 给定的放射性核素的放射性原子数按指数规律随时间减少:

$$N(t) = N(0) \exp(-\lambda t) \quad (1.2)$$

式中, $N(0)$ ——在开始时刻($t=0$)放射性原子的数量; λ ——表征放射性核数减少速率的衰变常数, s^{-1} 。

放射性制剂中原子的一半发生衰变的时间称为半衰期, 并用 $T_{1/2}$ 表示。根据此定义和式(1.2)容易得到

$$\lambda = 0.693 / T_{1/2} \quad (1.3)$$

根据居里单位的定义得出, 1 Ci制剂放射性活度同放射性原子数 N 之间的关系为

$$\lambda N = 3.7 \times 10^{10} s^{-1} \quad (1.4)$$

据此, 与放射性活度 $A = 1\text{Ci}$ 相当的放射性原子数 N 由下式决定:

$$N = 3.7 \times 10^{10} / \lambda = 3.7 \times 10^{10} T_{1/2} / 0.693 \quad (1.5)$$

一个原子的质量等于 A/N_A [这里 A ——原子质量, $N_A = 6.022 \times 10^{23} \text{mol}^{-1}$ ——阿佛加德罗常数], 因此, 与放射性活度 $A = 1\text{Ci}$ 相当的放射性核素的总质量 m (g/Ci)等于

$$m = N \frac{A}{N_A} = \frac{3.7 \times 10^{10} AT_{1/2}}{6.022 \times 10^{23} \times 0.693} = 8.9 \times 10^{-14} AT_{1/2} \quad (1.6)$$

式中 $T_{1/2}$ ——半衰期, s。

倒数 q_m Ci/g, 在数量上等于1g放射性制剂用居里为单位表示的放射性活度,

$$q_m = 1.13 \times 10^{13} / AT_{1/2} \quad (1.7)$$

同时也用以下近似公式方便地计算单位质量的放射性活度(Ci/g):

$$q_m = (AT_{1/2})_{\text{Ra}} / (AT_{1/2})_x \quad (1.8)$$

式中 $(AT_{1/2})_{\text{Ra}}$ 是相对于 ^{226}Ra ($T_{1/2} = 1600\text{a}$)的。而符号 x 是相对于给定放射性核素的。

§ 1.3 辐射场的微分和积分特性

关于粒子场或 γ 光子场的透彻的描述, 由它们在时间、空间和能量上的分布来决定。换句话说, 为充分地表征辐射场, 必须指明, 在每一时刻有多少粒子*, 具有多大的能量, 从何方向来到介质的任意一点。

辐射场由通量或流表征。

* 在本章以下文中把粒子理解为粒子或者光子。

辐射场的通量特性。关于辐射场的最完整的描述是以粒子的空间-时间能量-角通量密度 $\varphi(\mathbf{r}, t, E, \Omega)$ 给出的。

物理上函数 $\varphi(\mathbf{r}, t, E, \Omega) dt dE d\Omega dS$ 是能量在 $E \sim E + dE$ 范围内的, 在单位向量 Ω 方向 (图1.1) 立体角 $d\Omega$ 范围内运动并在 t 时刻 dt 间隔内穿过空间点 \mathbf{r} 处面积元 dS 的粒子数, 面积元的法线方向与 Ω 相同。在图1.1中, 约定用黑体箭头表示通过标出的面积 dS 的粒子通量密度。同时, 箭头方向与粒子运动方向 Ω 相吻合, 而其长度正比于通过面积 dS 的粒子数。在下文中, 对于射入到面积 dS 或者从 dS 出去的粒子束, 也采用这样的表示。

因而, 粒子的空间-时间能量-角通量密度 $\varphi(\mathbf{r}, t, E, \Omega)$ 是相对于单位能量间隔内 能量为 E 、在单位向量 Ω 方向单位立体角内、在 t 时刻单位时间内通过空间点 \mathbf{r} 处单位面积的粒子数, 这个单位面积的法线与 Ω 方向相符。

如果面积用平方厘米, 时间用秒, 能量用兆电子伏, 立体角用球面度量度, 那么 $\varphi(\mathbf{r}, t, E, \Omega)$ 的单位为粒子/($\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{MeV} \cdot \text{sr}$)。在SI中, 其测量单位为粒子/($\text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{J} \cdot \text{sr}$)。

在许多实际问题中, 往往应当知道的不是粒子通量, 而是这些粒子的能通量。在这些情况下, 关于辐射场的最完整的资料要以粒子的空间-时间能量-角能通量密度 $I(\mathbf{r}, t, E, \Omega) = E \varphi(\mathbf{r}, t, E, \Omega)$ 表述。这个量的定义和 $\varphi(\mathbf{r}, t, E, \Omega)$ 一样, 不同之处仅在于它不表征通过面积的粒子数, 而是表征通过该面积的粒子所携带的能量。量 $I(\mathbf{r}, t, E, \Omega)$ 通常以 $\text{MeV}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{MeV} \cdot \text{sr})$ [$\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{J} \cdot \text{sr})$]*表示。

量 $\varphi(\mathbf{r}, t, E, \Omega)$ 和 $I(\mathbf{r}, t, E, \Omega)$ 的一般形式决定于七个变量 (三个确定向量 \mathbf{r} 位置的空间坐标; 两个表征单位向量 Ω 方向的角; 能量和时间)。在实际问题中, 确定辐射场的变量数通常是较少的。例如, 对于各向同性点源或者角分布对称于源平面法线的半无限平面源, 在无限介质中的辐射场仅仅取决于一维空间坐标 (点源至探测器的距离, 或者沿源平面法线方向距离) 和一维角坐标 (粒子运动方向与点源至探测器间的直线或者与源平面法线间的夹角)。

往后将只研究不随时间变化的稳态问题的通量特性。在稳态情况下, 辐射场的详细特性由粒子的空间能量-角通量密度 $\varphi(\mathbf{r}, E, \Omega)$ 或者由粒子的空间能量-角能通量密度 $I(\mathbf{r}, E, \Omega) = E \varphi(\mathbf{r}, E, \Omega)$ 表述。

在许多实际问题中, 常常需要不太详细的在实验中能够比较容易得到的辐射场特性。在这些情况下, 利用下面研究的辐射场的空间能量角特性的泛函数。

函数 $\varphi(\mathbf{r}, E, \Omega)$ 或者 $I(\mathbf{r}, E, \Omega)$ 对能量积分得到粒子的空间-角通量密度:

$$\varphi(\mathbf{r}, \Omega) = \int_0^{\infty} \varphi(\mathbf{r}, E, \Omega) dE \text{ 粒子}/(\text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}) \text{ 或者 粒子}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}) \quad (1.9)$$

或者粒子的空间-角能通量密度:

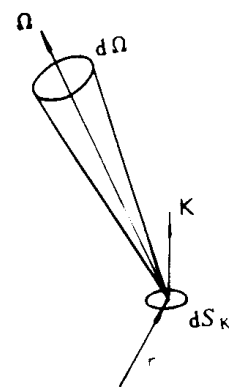


图 1.1 粒子的空间-时间能量-角通量密度的定义图解

* 往后, 在某些情况下为了更好地理解资料, 在书写公式时附以物理量的测量单位。当同时附有非国际单位制单位与SI单位时, 后者表示在方括号内。

$$I(\mathbf{r}, \Omega) = \int_0^{\infty} I(\mathbf{r}, E, \Omega) dE \text{ MeV}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}) [\text{W}/\text{m}^2 \cdot \text{sr}] \quad (1.10)$$

当以同样的效率记录任何运动方向的粒子的各向同性探测器测量辐射场时, 测定粒子的空间-能量的通量密度为

$$\varphi(\mathbf{r}, E) = \int_{4\pi} \varphi(\mathbf{r}, E, \Omega) d\Omega \text{ 粒子}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{MeV})$$

$$[\text{粒子}/(\text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{J})] \quad (1.11)$$

或者粒子的空间-能量的能通量密度为

$$I(\mathbf{r}, E) = \int_{4\pi} I(\mathbf{r}, E, \Omega) d\Omega \text{ MeV}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{MeV}) [\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{J})] \quad (1.12)$$

将函数 $\varphi(\mathbf{r}, \Omega)$ 、 $I(\mathbf{r}, \Omega)$ 对粒子所有可能的运动方向积分, 或者将用各向同性探测器测量的能量分布函数 $\varphi(\mathbf{r}, E)$ 、 $I(\mathbf{r}, E)$ 对能量积分, 可以得到辐射场的空间分布。于是, 粒子通量密度的空间分布 $\varphi(\mathbf{r})$ 和粒子能通量密度 (强度) $I(\mathbf{r})$ 将等于:

$$\varphi(\mathbf{r}) = \int_{4\pi} \varphi(\mathbf{r}, \Omega) d\Omega \text{ 粒子}/(\text{m}^2 \cdot \text{s}) \text{ 或 } \text{粒子}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s}) \quad (1.13)$$

$$I(\mathbf{r}) = \int_{4\pi} I(\mathbf{r}, \Omega) d\Omega \text{ MeV}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s}) [\text{W}/\text{m}^2] \quad (1.14)$$

$$\varphi(\mathbf{r}) = \int_0^{\infty} \varphi(\mathbf{r}, E) dE \text{ 粒子}/(\text{m}^2 \cdot \text{s}) \text{ 或 } \text{粒子}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s}) \quad (1.15)$$

$$I(\mathbf{r}) = \int_0^{\infty} I(\mathbf{r}, E) dE \text{ MeV}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s}) [\text{W}/\text{m}^2] \quad (1.16)$$

对于确定的空间点 \mathbf{r} , 量 $\varphi(\mathbf{r})$ 和 $I(\mathbf{r})$ 分别称为粒子通量密度 φ 和能通量密度 (强度) I 。能量 E 和粒子运动方向 Ω 为其自变量的辐射特征量称作微分特征量。就这个意义来说, $\varphi(\mathbf{r}, t, E, \Omega)$ 、 $I(\mathbf{r}, t, E, \Omega)$ 、 $\varphi(\mathbf{r}, E, \Omega)$ 、 $I(\mathbf{r}, E, \Omega)$ 以及式 (1.9) ~ (1.12) 确定的量均属于微分特征量。用式 (1.13) ~ (1.16) 计算的特征量称之为积分特征量。但是, 通常为了简单起见, 略去词“积分的”和“微分的”, 因为量的自变量清楚地表明所指的是什么样的特征量。

在一般情况下测量从各个可能的方向进入探测点的粒子通量或能通量时, 可解释辐射场通量特征量 $\varphi(\mathbf{r}, E)$ 、 $I(\mathbf{r}, E)$ 、 $\varphi(\mathbf{r})$ 、 $I(\mathbf{r})$ 的意义。对于这些量来说, 其特征是, 所有粒子或它们的能量以相同的加权贡献被记录, 而与运动方向无关。

上述通量特征量的确定归结为对从不同方向进入探测器的粒子通量或粒子能通量按围绕探测点 \mathbf{r} 的 4π Sr 立体角进行积分。这时, 辐射穿过的面积应该是垂直于每个粒子的运动方向。因而, 该面积在空间中不能是固定不变的, 它应当在一切方向围绕点 \mathbf{r} 自由转动, 而且总是如此转动, 使其法线与粒子运动方向相同。如果选择圆形面积元 ΔS (见图 1.2), 其中心固定在点 \mathbf{r} 处, 那么围绕点 \mathbf{r} 的面积元 ΔS 按所有可能的方向转动就形成了在各个方向的投影面积 ΔS 相同的单元球形探测器的概念。(图 1.2 面积元 ΔS_i 的角标号表示该面积元属于入射粒子通量的哪一方向 Ω_i 。显而易见, $\Delta S_1 = \Delta S_2 = \Delta S_3 = \Delta S_0$)

根据以上进行的讨论, 可利用单元球概念叙述量 $\varphi(\mathbf{r}, E)$ 、 $I(\mathbf{r}, E)$ 、 $\varphi(\mathbf{r})$ 、 $I(\mathbf{r})$ 的定义。

粒子的空间-能量的通量密度 $\varphi(\mathbf{r}, E)$ 是单位时间内穿过位于点 \mathbf{r} 处单元球体积的、在单位能量间隔内能量为 E 的粒子数 $\Delta N(E)$ 与球投影面积 ΔS 之比当 ΔS 趋于零时的极限。

粒子的空间-能量的能通量密度 $I(\mathbf{r}, E)$ 是单位时间内穿过位于点 \mathbf{r} 处单元球体积的、在单位能量间隔内能量为 E 的粒子能量 $\Delta W(E)$ 与球投影面积 ΔS 之比当 ΔS 趋于零时的极限。

粒子通量密度 $\varphi(\mathbf{r})$ 是单位时间内穿过位于点 \mathbf{r} 处单元球体积的粒子数 ΔN 与球投影面积 ΔS 之比当 ΔS 趋于零时的极限。

粒子能通量密度 (强度) $I(\mathbf{r})$ 是单位时间穿过位于点 \mathbf{r} 处单元球体积的粒子能量与球投影面积 ΔS 之比当 ΔS 趋于零时的极限。

在特殊情况下, 即对于单向辐射束来说, $\varphi(\mathbf{r}, E)$ 理解为在单位时间间隔内, 通过位于点 \mathbf{r} 的垂直于辐射传播方向的面积元, 在单位能量间隔内能量为 E 的粒子数与面积元 ΔS 的面积之比当 ΔS 趋于零时的极限。对于 $I(\mathbf{r}, E)$ 、 $\varphi(\mathbf{r})$ 和 $I(\mathbf{r})$, 也可给出类似的定义。

在描述辐射场特征时, 也利用粒子注量概念。

现以空间某个点 \mathbf{r} 处粒子注量的定义来说明辐射场的这个特征量的意义。利用上面介绍的单元球概念, 粒子注量 $F(\mathbf{r})$ 可定义为穿过位于点 \mathbf{r} 的单元球体积的粒子数 ΔN 与球投影面积 ΔS 之比当 ΔS 趋于零时的极限。在 SI 中粒子注量的测量单位是: 粒子/ m^2 或者粒子/ cm^2 。上述特征量的空间的、能量的和角的依赖关系也都适合于注量。

类似地可以引入粒子能量注量概念。

辐射场的流特性。象通量特性那样, 粒子的空间-时间能量-角流密度 $\mathbf{J}_\varphi(\mathbf{r}, t, E, \Omega)$ * 可给出最完整的辐射场资料。这种流密度在模数上与 $\varphi(\mathbf{r}, t, E, \Omega)$ 相符合, 与 $\varphi(\mathbf{r}, t, E, \Omega)$ 所不同的是, 它是向量, 其方向与粒子传播方向 Ω 相符。这样, 物理上 $\mathbf{J}_\varphi(\mathbf{r}, t, E, \Omega) dt dE d\Omega dS$ 是向量, 其模数等于在 $E \sim E + dE$ 范围内能量为 E 的、在单位向量 Ω 方向立体角间隔 $d\Omega$ 内运动的、在 t 时刻 dt 间隔内穿过置于空间点 \mathbf{r} 处其法线与向量 Ω 相合的面积元 dS 的粒子数。因此, 可以写成

$$\mathbf{J}_\varphi(\mathbf{r}, t, E, \Omega) = \Omega \varphi(\mathbf{r}, t, E, \Omega) \text{ 粒子}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{MeV} \cdot \text{sr})$$

$$[\text{粒子}/(\text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{J} \cdot \text{sr})] \quad (1.17)$$

例如, 对于单向辐射束, 根据上述定义可得出, 通量密度按其绝对值总是同辐射传播方向的流密度相符合。

辐射场也可按照流形式用粒子能量表征。于是, 最完整的辐射场资料, 可用粒子的空间-时间能量-角能流密度给出:

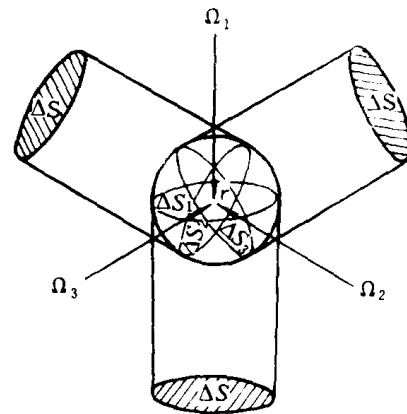


图 1.2 利用单元球概念描述各通量特征量的定义(ΔS ——在 Ω_1 、 Ω_2 、 Ω_3 方向上球体的投影面积)

* 下角符号表示, 怎样定义流的量: 按粒子数(φ)或者按粒子能量(I)。如果略去下角符号(见第三章至第四章), 那么这指的是粒子数的流密度。

$$\mathbf{J}_1(\mathbf{r}, t, E, \Omega) = \Omega I(\mathbf{r}, t, E, \Omega) = \Omega E_q(\mathbf{r}, t, E, \Omega) \\ \text{MeV}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{MeV} \cdot \text{sr}) [\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{J} \cdot \text{sr})] \quad (1.18)$$

为简略起见, 下面只讨论粒子流的流特性。对于粒子的能流也可进行类似的讨论。

对于象式 (1.9) 和 (1.11) 那样的稳态问题, 辐射场的空间能量-角流特性的泛函数写为

粒子的空间-角流密度

$$\mathbf{J}_q(\mathbf{r}, \Omega) = \int_0^\infty \mathbf{J}_q(\mathbf{r}, E, \Omega) dE = \int_0^\infty \Omega \varphi(\mathbf{r}, E, \Omega) dE = \Omega \int_0^\infty \varphi(\mathbf{r}, E, \Omega) dE = \Omega \varphi(\mathbf{r}, \Omega) \\ \text{粒子}/(\text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}) \text{ 或者 } \text{粒子}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}) \quad (1.19)$$

粒子的空间-能量的流密度

$$\mathbf{J}_q(\mathbf{r}, E) = \int_{4\pi} \mathbf{J}_q(\mathbf{r}, E, \Omega) d\Omega = \int_{4\pi} \Omega \varphi(\mathbf{r}, E, \Omega) d\Omega \\ \text{粒子}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{MeV}) [\text{粒子}/(\text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{J})] \quad (1.20)$$

象式 (1.13) 一样, 粒子流密度的空间分布可从下式得到:

$$\mathbf{J}_q(\mathbf{r}) = \int_{4\pi} \mathbf{J}_q(\mathbf{r}, \Omega) d\Omega = \int_{4\pi} \Omega \varphi(\mathbf{r}, \Omega) d\Omega \\ \text{粒子}/(\text{m}^2 \cdot \text{s}) \text{ 或者 } \text{粒子}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s}) \quad (1.21)$$

根据向量代数法则, 式 (1.20) 和 (1.21) 中流角特征量对立体角 $4\pi \text{sr}$ 所有方向的积分归结为向量求和。向量 $\mathbf{J}_q(\mathbf{r}, E)$ 和 $\mathbf{J}_q(\mathbf{r})$ 的方向一般是预先不知道的, 只有知道相应的函数 $\varphi(\mathbf{r}, E, \Omega)$ 和 $\varphi(\mathbf{r}, \Omega)$ 才能确定它们。相应的向量函数按式 (1.20) 和 (1.21) 积分给出合向量, 该向量也确定在空间给定点 \mathbf{r} 处经过垂直于其流向的面积元的流方向。

对相对于通过 \mathbf{r} 的轴对称的辐射问题, 合向量 \mathbf{J}_q 总是沿此轴指向。例如, 对于各向同性点源, 向量 \mathbf{J}_q 沿着联接源与探测点之间的直线指向。对于平面单向源, 流方向与源平面的法线相符。

在实际中, 人们感兴趣的不是通过其位置由合流向量严格确定的面积元的流, 而是通过空间中任意取向的面积元的流。例如, 在计算从核反应堆活性区出来的“漏泄”辐射或者被散射体反射的辐射时, 就会发生上述问题。在这些例子中, 面积元位置由活性区边界或者反射体边界确定。在空间中面积元的任意方向将由垂直于其表面的单位向量确定。上述求通过空间中以任意方式定向的面积元的辐射流的问题, 等效于求 \mathbf{k} 方向 (或者, 更确切地说, 沿向量 \mathbf{k} 所给定的方向) 的辐射流分量。

以任意方式经过定向的单位面积 S_k^* 的粒子空间-时间能量-角流密度, 或者换句话说, 沿单位向量 \mathbf{k} 给定方向的粒子的空间-时间能量-角流密度分量, 用 $J_{qk}(\mathbf{r}, t, E, \Omega)$ 表示。

物理上标量函数 $J_{qk}(\mathbf{r}, t, E, \Omega) dt dE d\Omega dS_k$ 表示的是能量在 $E \sim E + dE$ 区间内的、在单位向量 Ω 方向 (图1.3) $d\Omega$ 立体角范围内运动的、在 t 时刻 dt 间隔内通过空间点 \mathbf{r} 处面积元 dS_k (其法线由向量 \mathbf{k} 给定) 的粒子数。显而易见

$$J_{qk}(\mathbf{r}, t, E, \Omega) = \mathbf{J}_q(\mathbf{r}, t, E, \Omega) \cdot \mathbf{k} = (\Omega \cdot \mathbf{k}) \varphi(\mathbf{r}, t, E, \Omega) = \\ = \varphi(\mathbf{r}, t, E, \Omega) \cos(\widehat{\Omega, \mathbf{k}}) \quad (1.22)$$

* 下角表示面积垂直于向量 \mathbf{k} 。

以任意方式经过定向单位面积的辐射流的稳态微分和积分特征量(或者换句话说, 这些流特征量在 \mathbf{k} 方向的分量)可由下列公式确定:

$$\begin{aligned} J_{q_k}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) &= \mathbf{J}_q(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) \cdot \mathbf{k} = \varphi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega})(\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{k}) = \\ &= \varphi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) \cos(\widehat{\boldsymbol{\Omega}, \mathbf{k}}) \end{aligned} \quad (1.23)$$

$$\begin{aligned} J_{q_k}(\mathbf{r}, E) &= \mathbf{J}_q(\mathbf{r}, E) \cdot \mathbf{k} = \int_{4\pi} \varphi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega})(\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{k}) d\Omega = \\ &= \int_{4\pi} \varphi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \cos(\widehat{\boldsymbol{\Omega}, \mathbf{k}}) d\Omega \end{aligned} \quad (1.24)$$

$$\begin{aligned} J_{q_k}(\mathbf{r}) &= \mathbf{J}_q(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{k} = \int_{4\pi} \varphi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega})(\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{k}) d\Omega = \\ &= \int_{4\pi} \varphi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) \cos(\widehat{\boldsymbol{\Omega}, \mathbf{k}}) d\Omega \end{aligned} \quad (1.25)$$

由式(1.22)可见, 当计算流在 \mathbf{k} 方向的分量时, 以各自的权重因子考虑每个粒子, 这种权重因子同粒子的速度向量 $\boldsymbol{\Omega}$ 与 \mathbf{k} 方向向量构成的夹角有关, 并且等于 $\cos(\widehat{\boldsymbol{\Omega}, \mathbf{k}})$ 。

对对称于某个轴的辐射场的问题, 流的合向量总是沿对称轴指向。该向量的模可按式(1.24)和(1.25)计算, 其方向 \mathbf{k} 应沿对称轴指向。

辐射的流密度或者它在 \mathbf{k} 方向的投影小于辐射的通量密度。单向辐射束的情况是一个例外, 在此情况下辐射传播方向的流密度的模与通量密度相符。

探测器可以测量辐射场的通量特征量或者流特征量。在分析测量结果时, 始终应当清楚地了解这一点。例如, 在用探测效率等于1(对于带电粒子, 在颇大程度上这一点是符合的)且不依赖于粒子到探测器的入射方向的探测器探测粒子时, 球形探测器的读数正比于粒子的通量密度, 而薄板形(其法线与单位向量 \mathbf{k} 的方向相一致)探测器测量的量正比于粒子流密度在方向 \mathbf{k} 的分量的模之和:

$$\begin{aligned} &|J_{q_k}^+(\mathbf{r})| + |J_{q_k}^-(\mathbf{r})| = \\ &= \left| \int_{2\pi} \varphi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) \cos(\widehat{\boldsymbol{\Omega}, \mathbf{k}}) d\Omega \right| + \left| \int_{2\pi} \varphi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) \cos(\widehat{\boldsymbol{\Omega}, \mathbf{k}}) d\Omega \right| \end{aligned} \quad (1.26)$$

式中上角“+”系指在向量 \mathbf{k} 方向从 2π sr 立体角入射到探测器的粒子流密度分量, 而上角“-”——在相反的方向从 2π sr 立体角入射到探测器的粒子流密度分量。

由定义得出的结论是, 虽然相应的流和通量的量纲是相同的, 但这些辐射场特征量的物理意义实质上是不同的。现举四例说明这一点。

例1. 已知在空间点 \mathbf{r} 处辐射场的角分布是各向同性的, 而且在单位立体角内迁移 $\varphi_0(\mathbf{r})$ 粒子/($\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}$), 求在点 \mathbf{r} 处粒子的通量密度和流密度。

粒子的通量密度按式(1.13)计算, 取 $\varphi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) = \varphi_0(\mathbf{r})$, $d\Omega = \sin\theta d\theta d\psi$, 这里 θ 和 ψ ——相应于球坐标系中的极角和方位角。于是

$$\varphi(\mathbf{r}) = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \varphi_0(\mathbf{r}) \sin\theta d\theta d\psi = - \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^\pi \varphi_0(\mathbf{r}) d(\cos\theta) =$$

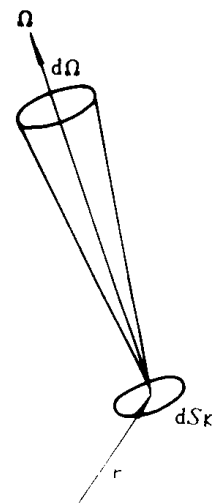


图 1.3 关于经过在空间中以任意方式取向的面积元的粒子的空间-时间能量-角流密度的定义

$$= -2\pi \varphi_0(\mathbf{r}) \cos \theta \Big|_0^\pi = 4\pi \varphi_0(\mathbf{r}) \quad (1.27)$$

根据式 (1.21)

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_q(\mathbf{r}) &= \int_{4\pi} \mathbf{J}_q(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) d\Omega = \int_{4\pi} \boldsymbol{\Omega} \varphi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) d\Omega = \int_{4\pi} \boldsymbol{\Omega} \varphi_0(\mathbf{r}) d\Omega = \\ &= \varphi_0(\mathbf{r}) \int_{4\pi} \boldsymbol{\Omega} d\Omega = 0 \end{aligned} \quad (1.28)$$

因而, 对于各向同性的辐射分布, 流密度变为零, 而通量密度, 当然不等于零。

在计算流密度时, 如果考虑到从左向右飞过的每个粒子被从右向左飞过的粒子所抵消, 那么对于所研究的问题, 流密度变为零, 在物理上就可理解了。

例2. 求经过位于点 \mathbf{r} 处单位面积的粒子通量密度和流密度。已知通过单位面积的辐射流密度相对于面积元法线 \mathbf{k} 具有余弦曲线分布, 而且在 $0 \leq \theta \leq \pi/2$ 的情况下, 在单位立体角单位时间内有 $J_0 \cos \theta / \pi$ 粒子穿过; 在 $\pi/2 < \theta < \pi$ 范围内, 不存在辐射。

按照式 (1.13) 并利用式 (1.23), 粒子通量密度为

$$\varphi(\mathbf{r}) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{J_0 \cos \theta}{\pi} \frac{1}{\cos \theta} \sin \theta d\theta d\psi = 2J_0 \quad (1.29)$$

流向量与对称轴相符合, 流密度向量的模可按照式 (1.25) 并考虑关系式 (1.23) 进行计算:

$$J_{qk}(\mathbf{r}) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{J_0 \cos \theta}{\pi} \frac{1}{\cos \theta} \cos \theta \sin \theta d\theta d\psi = J_0 \quad (1.30)$$

这样, 该问题中的流密度为通量密度的1/2, 即

$$J_{qk}(\mathbf{r}) / \varphi(\mathbf{r}) = 1/2 \quad (1.31)$$

例3. 求经过空间点 \mathbf{r} 处单位面积 S_k (其法线方向与向量 \mathbf{k} 方向相符) 的粒子通量密度和流密度。在 \mathbf{r} 处有三个单向粒子束“会聚”, 其在空间的取向如图 1.4 所示。在单位向量 $\boldsymbol{\Omega}_1$ 方向的粒子通量密度是 $\varphi_1 = 10^8$ 粒子/($\text{cm}^2 \cdot \text{s}$); 在 $\boldsymbol{\Omega}_2$ 方向, $\varphi_2 = 4 \times 10^7$ 粒子/($\text{cm}^2 \cdot \text{s}$); 在 $\boldsymbol{\Omega}_3$ 方向, $\varphi_3 = 4 \times 10^7$ 粒子/($\text{cm}^2 \cdot \text{s}$)。

在空间点 \mathbf{r} 处粒子通量密度 $\varphi_{1+2+3} = \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 = 10^8 + 4 \times 10^7 + 4 \times 10^7 = 1.8 \times 10^8$ 粒子/($\text{cm}^2 \cdot \text{s}$)。

为了确定粒子流密度, 需合成向量 $\boldsymbol{\Omega}_1 \varphi_1 + \boldsymbol{\Omega}_2 \varphi_2 + \boldsymbol{\Omega}_3 \varphi_3$ 。按照平行四边形法则, 实现向量 $\boldsymbol{\Omega}_2 \varphi_2 + \boldsymbol{\Omega}_3 \varphi_3$ 的合成。合成向量的模数 $|\boldsymbol{\Omega}_{2+3} \varphi_{2+3}| = 5.64 \times 10^7$ 粒子/($\text{cm}^2 \cdot \text{s}$)。处于相反方向的向量 $\boldsymbol{\Omega}_1 \varphi_1$ 与 $\boldsymbol{\Omega}_{2+3} \varphi_{2+3}$ 之和等于合成向量 $\boldsymbol{\Omega}_{1+2+3} \varphi_{1+2+3}$, 该向量垂直于单位面积 S_{1+2+3} , 而方向为 $\boldsymbol{\Omega}_{1+2+3}$ 。

合成的流向量模数 $|\boldsymbol{\Omega}_{1+2+3} \varphi_{1+2+3}| = 10^8 - 5.64 \times 10^7 = 4.36 \times 10^7$ 粒子/($\text{cm}^2 \cdot \text{s}$)。

经过单位面积 S_k 的粒子流密度为

$$\begin{aligned} J_{q \cdot k \cdot 1+2+3} &= \varphi_1 \cos(\boldsymbol{\Omega}_1, \hat{\mathbf{k}}) + \varphi_2 \cos(\boldsymbol{\Omega}_2, \hat{\mathbf{k}}) + \varphi_3 \cos(\boldsymbol{\Omega}_3, \hat{\mathbf{k}}) = \\ &= 10^8 \cos 90^\circ + 4 \times 10^7 \cos 45^\circ - 4 \times 10^7 \cos 45^\circ = 0 \end{aligned}$$

因为在我们的问题中辐射场相对于与方向 Ω_1 符合的轴是对称的，那么显而易见，合成的流向量沿该轴指向。因而合成向量的模数可以确定流向量在同 Ω_1 符合的 \mathbf{k}_1 方向的投影：

$$\begin{aligned} J_{\varphi, k, 1, 1+2+3} &= \varphi_1 \cos(\widehat{\Omega_1, \mathbf{k}_1}) + \\ &+ \varphi_2 \cos(\widehat{\Omega_2, \mathbf{k}_1}) + \varphi_3 \cos(\widehat{\Omega_3, \mathbf{k}_1}) = 10^8 \cos 0^\circ + \\ &+ 4 \times 10^7 \cos 135^\circ + 4 \times 10^7 \cos 135^\circ = \\ &= 4.36 \times 10^7 \text{ 粒子}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s}) \end{aligned}$$

当然，在确定点 \mathbf{r} 处的辐射流时，根据一般的推论，可得到上面确定的同样的数值。

例4. 平面单向源粒子以与法线成 θ_0 角入射到半无限大反射体上（图1.5）。探测从散射体反射的与同一法线成 θ 角的辐射。把按粒子数测得的反照率流角特性与通量角特性联系起来。

因为对于所研究的问题，在散射体表面任何一点建立起了相同的场，如果反射体表面某点 \mathbf{r} 处的反射辐射通量密度 $\varphi^{\text{反射}}$ 归于入射辐射通量密度 $\varphi^{\text{入射}}$ ，那么便可确定通量反照率 A 。

确定流反照率的问题，在于求得经过空间中以任意方式取向的同样面积的反射辐射流和入射辐射流。在此问题中，面积的方向与反射体表面的方向相合。选择面积元 S_k 作为这样的面积，并把它置于反射体表面点 \mathbf{r} 处。面积 S_k 的方向由垂直于它并同反射体表面的法线方向相符合的向量 \mathbf{k} 确定。

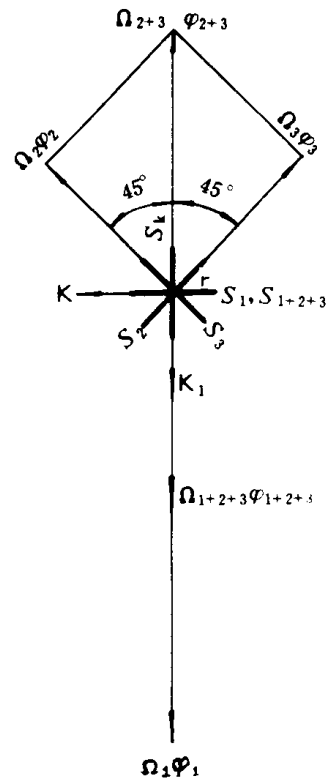


图 1.4 例 3 示意图

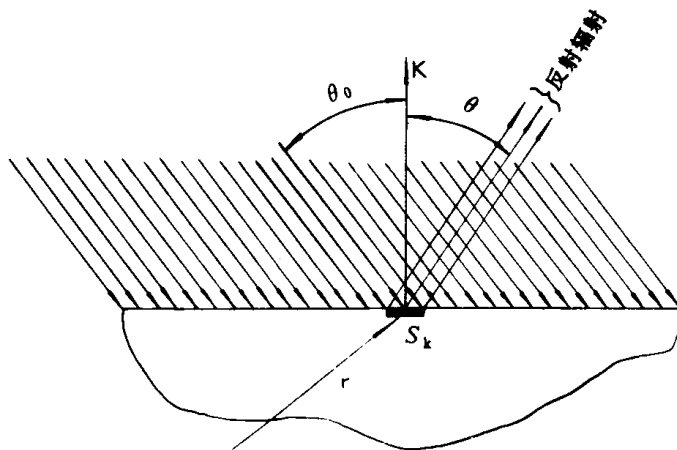


图 1.5 例 4 示意图

这样，为了得到流反照率 a ，必须测定通过空间中定向面积 S_k 的在 θ 方向的反射辐射流 $J_{\varphi k}^{\text{反射}}$ 和在 θ_0 方向的入射辐射流 $J_{\varphi k}^{\text{入射}}$ 。在这种情况下， $J_{\varphi k}^{\text{反射}} = \varphi^{\text{反射}} \cos \theta$ ， $J_{\varphi k}^{\text{入射}} = \varphi^{\text{入射}} \cos \theta_0$ 。因此，通量反照率

$$A = \frac{\varphi^{\text{反射}}}{\varphi^{\text{入射}}} = \frac{J_{\varphi k}^{\text{反射}} \cos \theta_0}{\cos \theta J_{\varphi k}^{\text{入射}}} = \frac{J_{\varphi k}^{\text{反射}} \cos \theta_0}{J_{\varphi k}^{\text{反射}} \cos \theta} = a \frac{\cos \theta_0}{\cos \theta} \quad (1.32)$$