

测井分析家协会专题选辑



自然伽马、中子 和密度测井

石油工业出版社

P631.81

070801

021

测井分析家协会专题选辑

自然伽马、中子和密度测井



200353731

B.L.劳森等主编

孙济元 王文祥 雍世和 译



00692977



5961/17

石油工业出版社

内 容 提 要

《测井分析家协会专题选辑——自然伽马、中子和密度测井》一书，系由测井分析家协会选辑出版的。主编B.L.劳森，编委W.A.霍耶、G.R.皮克特。本书包括五部分三十篇文章。包括基本原理，自然伽马测井，中子和密度测井，计算机的岩性-孔隙度评价，在油页岩和铀矿中的应用。书中系统论述了自然伽马（包括自然伽马能谱）测井、密度测井和中子测井的原理、解释方法、地质应用和计算机评价。对放射性刻度装置（包括刻度井）、自然伽马与自然伽马能谱、中子伽马、补偿中子、井壁超热中子、双源距地层密度的解释应用与影响校正做了深入地研究。对双孔隙度、三孔隙度、岩性-孔隙度与计算机评价做了系统地介绍。因此本书对我国测井技术人员系统地了解国外放射性测井技术，有很大的帮助。本书可供测井技术人员与研究人员、石油地质和开发技术人员以及有关大专院校师生参考。

本书的A~G等7篇由孙济元译，王文祥校订；K~Z、AA、BB等18篇及前言由王文祥译，孙济元校订；H、I、J、CC、DD等5篇由雍世和译，王文祥校订H、I、J篇，孙济元校订CC、DD两篇。

SPWLA REPRINT VOLUME GAMMA RAY, NEUTRON AND DENSITY LOGGING

Editorial Committee

Chairman

B.L. Lawson Members

W.A. Hoyer G.R. Pickett

Society of Professional Well log Analysts, Inc 1978

测井分析家协会专题选辑 自然伽马、中子和密度测井

B.L. 劳森 等 主 编

孙济元 王文祥 雍世和 译

石油工业出版社出版

（北京安定门外外馆东后街甲36号）

妙峰山印刷厂排版印刷

新华书店北京发行所发行

787×1092毫米 16开本 30³/₄ 印张 738千字 印1—1,800

1987年6月北京第1版 1987年6月北京第1次印刷

书号：15037·2597 定价：5.65元

序 言

《自然伽马、中子和密度测井》专题选辑可供初学者、测井分析家和研究人员等参考。书中的基本原理部分的有关文献论述作为上述三种测井方法基础的物理原理。这些文献可供作为引导或复习回顾用的资料。

书中叙述或论及了岩性和孔隙度的识别技术，这些技术在有关中子和密度测井应用的文献中曾予论述。书中还包括论及用于岩性孔隙度识别的著名计算机程序的文献。

虽然本书的文献选自各种来源，实际上限于以英文发表的那些论文。因此不包括许多东欧的资料，这并不是有意贬低其作用。

如同任何一种丛书一样，必须经过挑选，限制所包括的文献的数目。我们设法尽量完善地通过挑选以介绍对评价新、老测井资料有用的文章。由于在文献资料中涌现出许多优秀的论文，以致这种必需的挑选过程就可能使选辑不包括某些有价值的文章。为此，我们列出“附加参考文献”目录，读者可从中选取所需的论文。

最后，应当表彰的是测井分析家协会1974~1975年度的主席Kanti Desai，他提出和着手出版选辑的计划。我们希望测井分析家协会的会员和《测井分析家》及年会文集的读者会发现本专辑是一本十分有用的读物。

目 录

第一部分 基本原理

A. 放射性测井: 物理原理(第一讲)	(1)
放射性测井: 应用(第二讲)	(17)
B. 应用于伽马能谱测井的基本核物理原理	(29)
C. 自然伽马能谱测井的定量解释	(43)
D. 地层密度(伽马-伽马)测井原理与实践	(52)
E. 核测井的API刻度设备	(71)

第二部分 自然伽马测井

F. 放射性测井	(106)
G. 用自然伽马测井探测套管外的流体运移	(120)
H. 泥质砂岩的自然伽马测井响应	(124)
I. 自然伽马测井曲线的定量解释	(133)
J. 自然伽马能谱测井	(142)

第三部分 中子和密度测井

K. 放射性测井定量解释的初步探讨	(152)
L. 井壁超热中子孔隙度测井	(175)
M. 含油气地层内中子和地层密度测井的响应	(192)
N. 挖掘效应	(204)
O. 双源距中子测井(CNL)	(220)
P. 双源距中子孔隙度测井的一些特点	(236)
Q. 补偿中子测井和环境影响	(243)
R. 美国双源距中子测井(CNL)解释的进度报告	(257)
S. 双源距地层密度测井	(283)
T. 中子和密度测井仪在35%孔隙度砂层中的探测深度	(293)
U. CNL-FDC的组合方法在得克萨斯州墨西哥湾沿岸地区区分油、 水和气层的作用	(302)
V. 墨西哥湾沿岸地区某些地层中所取岩心的颗粒密度值及其在地 层评价中的重要意义	(315)
W. 泥质砂岩的孔隙度	(326)

第四部分 适用于计算机的岩性-孔隙度评价

X. 岩性-孔隙度交会图	(336)
--------------------	-------

Y. 砂泥岩层序的测井分析——一个系统的方法	(361)
Z. 复杂岩性地层测井解释	(383)
AA. CORIBAND技术在复杂岩性储集层解释中的应用	(407)
BB. 适用于计算机的广义中子、密度和声波测井的孔隙度-岩 性解释方法	(434)

第五部分 在油页岩和铀矿中的应用

CC. 影响油页岩密度测井的地质因素	(449)
DD. 评价铀矿床的定量测井与解释系统	(462)

第一部分 基本原理

A. 放射性测井：物理原理（第一讲）

Jay Tittman

引 言

定量解释中子或自然伽马测井资料的任何系统的尝试必然涉及对这些测井方法赖以建立的物理原理的理解。虽然纯粹经验关系的研究可以用于某些要求不高或有限的场合，但是只有理解作为测井基础的物理原理，我们才能明白为什么要首先建议使用这些测井方法，为什么有时会出现不正常的结果。理解的作用之一据说是减少惊讶；理解放射性测井是如何工作的，从而使我们对经验关系和经验方法的例外情况有了准备。此外，石油工程师或地质学家，他们使用放射性测井曲线必须明白这些曲线是如何得来的，如果他要从这些曲线获得大量的资料的话，他必须知道什么时候“信赖”这条曲线，什么时候不可相信它；他必须知道对各种干扰影响做何种校正；他必须知道什么时候对测井曲线可以放心，而什么时候要运用明智的怀疑。总之，他必须能够恰当地使用那些可供他使用的仪器。

为了给这种理解提供物理基础，我们将首先研究在地层里中子发生的各种情况。我们将着重研究中子丧失能量的碰撞过程及对这个过程具有重要性的各种元素。然后，作为碰撞过程重复的结果，我们将讨论中子的整个减速或慢化阶段。在这里我们将看到中子是怎样从源向四周发散并损失能量的。中子在丧失其大部分能量以后，就象处于热平衡的气体那样在地层里扩散。最终他们被地层的原子核所俘获，这些核变成高度激发状态并瞬时地发射出所谓“俘获”伽马射线。这些伽马射线随即通过地层并可被探测。上面描述的按时间顺序的最后结果就是在源的周围热中子或俘获伽马射线的空间分布。我们将说明，这种分布是由地层的性质和源的中子能量所决定。因为目前用于测井的所有中子源发射大致相同的平均能量的中子，我们认为测井曲线将主要由地层的固有性质所决定和在很小程度上由所用探测器的类型所决定。我们稍为详细地研究空间分布问题，我们将会发现它给我们提供了一个非常简单的模型，借助这个模型可以预测在各种环境下会出现什么情况。为了强调物理原理和叙述简便起见，在第一讲里我们只论述置于无限介质中的点状快中子源。这相当于井径无限小的极限情况。在第二讲里，我们将谈谈如何把井眼尺寸，泥浆柱及其他环境中干扰的影响考虑进去，这些干扰影响野外的测井记录。

研究中子测井以后，我们将简单谈谈伽马测井的物理基础，即谈谈产生测井曲线的放射性元素，伽马射线的各种相互作用以及它们如何影响野外测井记录。这最后一部分比中子测井要简单得多，我们给的篇幅将少些。

在可能的范围内，我们想不用数学运算和公式而使论述易于理解。这样有时不免使概念不那么精确，但得出的所有结论从定性上讲是正确的。中子和伽马射线同核有许多相互作用，如共振吸收，核反应，非弹性散射，电子偶的产生等等，对这些作用只是简单提及或完全略去。本文的主要目的是以尽可能简单的形式介绍具有重要意义的基本物理过程，因而无需读者付出很大努力就可以得到准确的理解。我们的目的不是论述实际发生的每一种可能的情况，而是提供理解大多数情况的基础。

中 子 测 井

1. 中子和核之间的碰撞

1.1 中子碰撞过程中的能量损失

就我们涉及的大多数情况来说，我们可以把中子和核的碰撞看成是经典粒子或球的碰撞，并且用经典力学的成果去描述这个碰撞过程。图1是这样一种碰撞的示意图。快中子从左侧射入打击一个核，我们假定该核处于静止状态。中子以某个 θ 角散射，而核以 ϕ 角反冲。碰撞后 θ 和 ϕ 角间及中子和核的两个速度间的关系，唯一地由能量守恒和动量守恒定律以及碰撞前的中子的速度值所决定。因为核原来处于静止状态，被中子碰撞的结果获得了动能，按能量守恒定律，要求碰撞后中子减少的能量恰好是传递给核的能量。因此我们立即就会明白为什么每一次碰撞，中子的能量要减少。

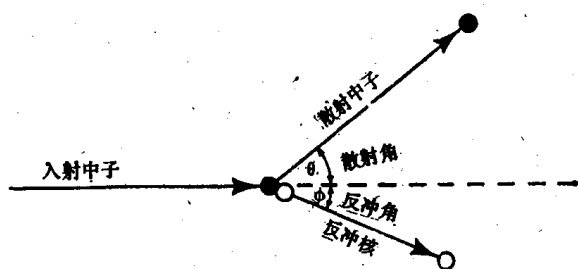


图1 中子-核碰撞示意图。中子碰撞的能量损失，等于核的反冲能量

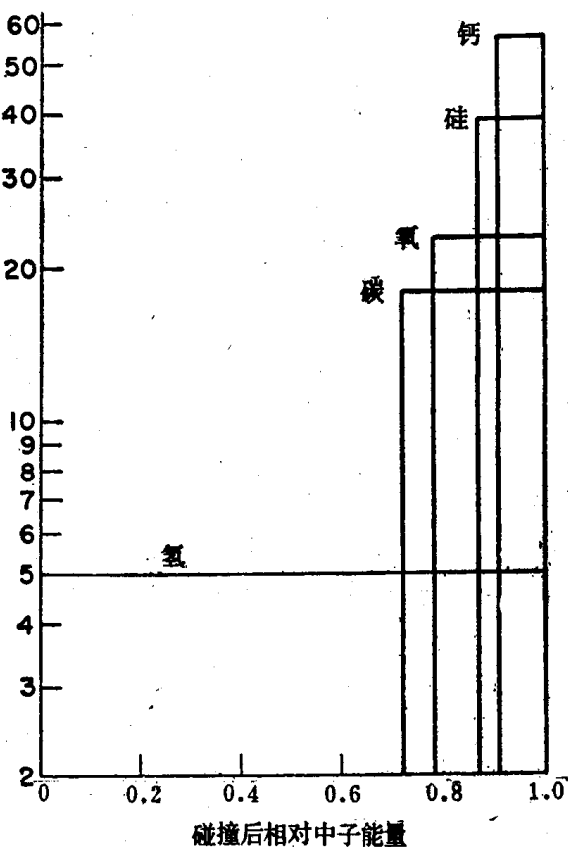


图2 中子-核碰撞后中子能量分布的相对概率。随着核的质量减小、平均相对能量损失增加

中子丧失的能量由散射角 θ 和被撞击的核的质量确定。我们对散射中子的角度分布不感兴趣，而对碰撞后中子的能量处于某个小区间的概率感兴趣，这个小区间在低于中子碰撞前能量的某个能量的附近。可以看到这个概率对于低于原始能量的所有能量是一个常数，直到降到由核的质量确定的某个下限。图2表示了几种我们感兴趣的原子核（图2的纵坐标记为“具有给定部分原始能量的中子散射的相对概率”更合适）。我们看到，对于每

一种元素，中子散射进入以横坐标上某个给定值为中心的能量小区间的概率，直到某个最小能量都保持不变，低于那个能量的概率为零。这个最小剩余能量（最大能量损失）相应于中子以 180° 被散射，即完全折回来。我们主要感兴趣之点是图上所有元素，除氢以外，中子必须保留其原始能量的至少72%，这个下限仅是中子同碳核碰撞的情况。例如，就钙而言，中子在碰撞中原始能量丧失不大于大约8%，并且平均能量损失是此值的一半。最大能量和平均能量损失随着被撞击的核的质量减小而增加。

氢的情况最有意思。我们在图2看到，中子在同氢核（质子）一次碰撞中可以失去其全部能量。这是因为质子具有和中子一样的质量。可以说明这种情况的一个普通例子是迎面相撞的弹子。假如用球棒使一个弹子迎面撞击质量相同的另一个弹子，那么第一个弹子将停下来，而被撞的弹子以第一个弹子碰撞前同样的速度和能量向前方（ $\phi = 0$ ）反冲。虽然迎面碰撞本身比较少，我们从图2看到，散射的中子具有同样的可能性以零和它原始能量间的任何一种能量离开。特别是，碰撞后的平均能量是原始能量的一半。这同图中所示的比较重的元素的结果形成对照。以后我们将看到氢核碰撞损失大部分能量这个特点，对于中子测井的工作具有根本的重要性。

为了给后面的使用作准备，现在来定义一下用作中子碰撞能量损失的度量的量是合适的。在中子减速理论中，习惯是用对数单位来测量能量，因为计算方便。就是说用一个称为勒（或慢化）的量 u 来测量中子的能量， u 定义为

$$u = \ln \frac{E_0}{E}$$

式中， E_0 是中子离源时具有的能量，而 E 是其“现在”的能量。当能量 E 变小时， u 增加。电气工程师或声学工程师立刻就能认出能量的对数度和贝或分贝间的类似性。因为我们用这个对数单位测量能量，必须用一个对数单位测量一次碰撞的平均能量损失。因而量 ξ 定义为 u 在碰撞期间变化的平均值：

$$\xi = \ln \frac{E_0}{E} - \ln \frac{E_0}{E_1} = \ln \frac{E_1}{E_2}$$

式中， E_1 是碰撞前的能量， E_2 为碰撞后的能量。 ξ 并不是平均能量损失而是该量的一个度量，这样当平均能量损失增加时， ξ 也增加。这里指的平均过程是平均所有可能散射角。在数学上和概念上， ξ 的使用是有价值的，因为它证明是一个与中子能量无关的量。（注意，例如由图2，碰撞后相对残余能量不依赖于碰撞前的能量）。

作为附带说明，提一下图2中纵坐标的相对值（概率）不同于将曲线下的面积标准化为一所要求的结果，即在所示每一元素的情况下，我们要求中子以某一能量离开的总概率（曲线下的面积）是一。纵坐标选对数刻度纯粹是为了表示的方便，没有特殊意义。

中子-核碰撞的另一要点，是中子不受物质中存在元素的化合的影响。中子的表现仿佛它在地层中“看见”的只是大量的不同质量和尺寸的弹子（关于尺寸方面将在以后讨论）。因而我们马上能明白氢的强烈影响同氢是存在于油，水之中、或存在于某些物质的结晶水之中、还是作为某种别的化合物的一部分无关。

上面讨论的碰撞是指弹性碰撞。另一类不具头等重要性，但是值得提出的是所谓非弹性碰撞。为了理解非弹性碰撞，我们可以暂时放弃我们把核作为单个弹子的模型，而是把核看作一个弹子的集团（所有的核，除氢以外，的确是由一些质子和中子组成）被弹簧连

结在一起。对这样的一种结构，中子碰撞整个弹子和弹簧的集团，然后散射。核子反冲，因而弹子和弹簧作为一个整体而运动，但是，此外还在这个系统里激起振动。象这样的情况，我们看出中子丧失的能量除了转换成核子质心的反冲动能以外，还转变成核子的内部激发能（弹簧的振动）。在经典物理学里，例如每当被撞击的弹子是塑性的就会碰到这样非弹性碰撞；在此例，中子的一部分动能除了使弹子反冲以外还转变成被撞击的球的热能，并且这个系统的机械能是不守恒的。虽然上述弹子-弹簧模型用来定性说明非弹性碰撞很适用，我们仍必须把它看作原子核实际结构的非常粗略的模拟。一定不要把这种模拟引伸太远。实际上在以后的叙述中我们将忽略掉这些非弹性碰撞。

1.2 碰撞概率

在上一节我们已看到中子在碰撞中如何损失能量。现在我们考虑另一个重要的问题，即有几种元素存在时，某一种核发生碰撞的可能性。显然，中子与一种核做“下次”碰撞的相对概率同单位体积内存在的这些核的数目成比例。例如，假如一个中子垂直射入一薄片地层，则它发生一次碰撞的总概率同中子“看到”的它前面的核的总数成比例。而这个数目又同单位体积内核的数目（核密度）成比例。同某一特定核发生碰撞的相对概率同单位体积内这类核的数目成比例。

但是，除核密度以外，还有另一种核的性质必须考虑。并非所有的核在中子“看来”都是同样的，一些核大于另一些核。核“截面”这个词考虑到了这一事实，所谓核“截面”就是核展现于中子的截面积。截面大的核比截面小的核更可能被中子击中。因此，中子同一种核进行“下次”碰撞的相对概率不仅取决于单位体积内有多少这种核，而且也取决于在中子看来他们是多大，即它们的截面是多大。特别是，这个概率由这两个量的乘积 $n\sigma$ 所决定， n 是所关心的那种核的密度， σ 是其截面（ σ 具有面积的量纲）。

σ 具有一种有趣的特性，就是它能随中子的能量而变化。换句话说，核展现于入射中子的截面积取决于中子的能量。这是一个核所具有的相当特殊的“尺寸”，它取决于“看着”它的中子的能量，但是，进一步探讨这个问题超出了本文的范围。因为 σ 随中子能量改变（而，自然， n 则不），可以看出，中子同一个给定的核进行“下次”碰撞的相对概率也取决于中子的能量。

图 3 为对一种理想地层（孔隙度 15% 含水的纯石英砂岩）的一组 $n\sigma$ 和中子能量的关系曲线。曲线上的能量变化反映 σ 的能量变化。标记“Ra-Be 或 Po-Be”的箭头位于接近镭-铍或钋-铍这两种源发射的中子的平均能量处，这两种源都是当前使用的。标记 Acc 的箭头指示加速器中氘氘反应发射的中子能量（14 百万电子伏特），这种中子源也已推荐用于井下。从图上看，在两个箭头所指的情况下，中子经历的第一次碰撞最可能是同硅或氧，主要是因为就快中子来说氢核比较小（ σ 小）。随着中子在以后接连的碰撞中损失能量，横坐标向左推移。当中子能量降低到低于大约 2×10^4 电子伏特，我们看到同氢或氧进行“下次”碰撞的概率近似相等，而同硅核碰撞的概率低得多。这些曲线的相对位置，部分地由单位体积氢核数目的相对值 n_H 以及 n_{Si} 和 n_O 所决定。因此，当孔隙度增加时， n_H 增加而 n_{Si} 下降，以致这两条曲线分别相对地上升和下降。氧曲线的情况不能定性地预测，因为当孔隙度下降时，水提供的氧下降，但由于二氧化硅含量的增加氧又增加。数值计算实际表明，总的氧核密度 n_O 随着孔隙度的增加而稍为减小。可以得出一组类似于图 3 的石灰岩（ $CaCO_3$ ）的曲线。对碳、钙、氧和氢每一种元素需要一条曲线。其一般特征同图 3 类

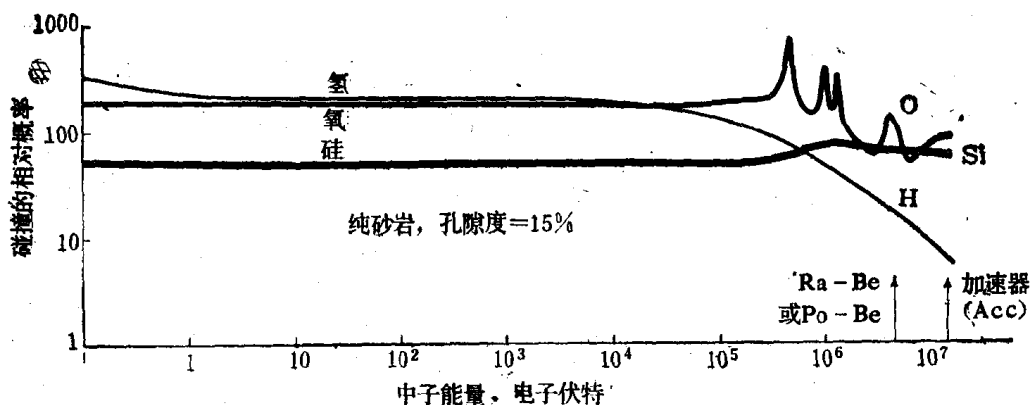


图 3 孔隙度充满水的典型的纯砂岩中，每单位路径长度，中子与给定元素的核发生碰撞的相对概率

似。

1.3 减速能力

从上面1.1和1.2两节的讨论，指出对快中子在地层中的减速有两个重要影响。一个是中子同一种核碰撞的能量损失，另一个是中子同这种核实际碰撞的概率。我们感兴趣的作为度量这种核慢化中子的相对效率的量是这两个因素的结合。这个量称为减速率，对于一个给定的元素，它是 $n\sigma$ 和 ξ 的乘积。从下面的叙述可以看出这是一个合理的量。 $(n\sigma)_x$ 是同 x 型核 ($x = \text{氧或氢等}$) 每厘米碰撞一次的概率， ξ_x 是每碰撞一次平均能量损失的度量，因此这两项的乘积表示 x 元素造成的每厘米中子路径能量的平均损失，用对数表示。例如，有两种混合元素，其中一种每次碰撞平均能量损失很大，假如这种元素的 $n\sigma$ 小的话，即假如它的浓度或截面积小的话，则这种元素的总的效果可能是很小的。

前面讲的15%纯孔隙砂岩的减速能力示于图 4。每种元素的减速能力对能量的依赖同该元素的 σ 对能量的依赖是相同的，所以图 4 的曲线具有同图 3 的曲线同样的形式。但是，由于氢、硅和氧的 ξ 值不同，这些曲线的纵坐标发生相对移动。在此明显看出对于中子减速氢占有主导地位。即使中子（能量小于 2×10^4 电子伏特）同氢碰撞的相对概率只比

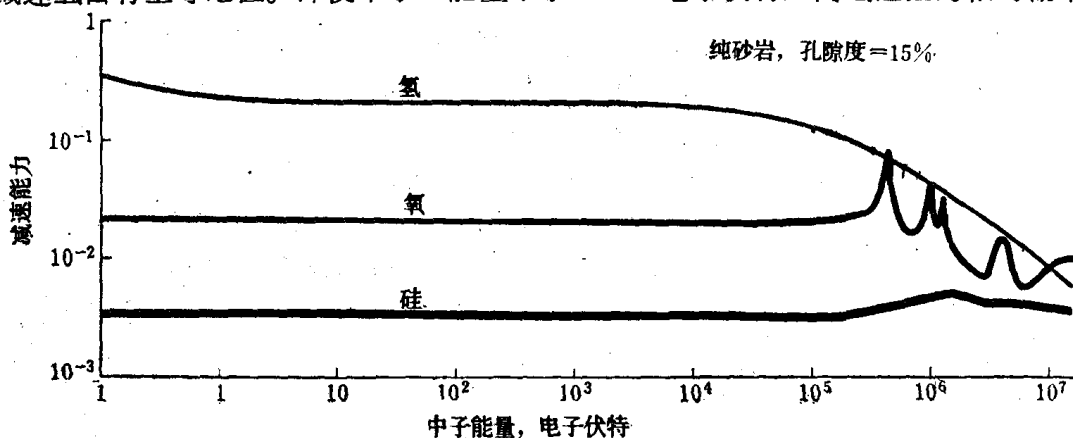


图 4 孔隙中充满水的纯砂岩中三种元素的减速能力

同氧的概率稍大（见图 3）一些，我们现在看到氢核的减速率却比氧要大一个数量级。由于同氢核一次碰撞的能量损失大（ ξ 大）使氢的影响易于觉察，即使能量到10百万电子伏

特也是如此。按其减速能力，硅的影响甚至比氧还小得多，中子能量小于大约 10^5 电子伏特时，实际上可以把硅忽略不计。

但是，在此对除氢以外的几种元素要做几点说明。因为不同元素的减速能力随中子能量而变化，我们必须注意不要忽略各元素如象硅的影响。例如，用加速器中子源（初始能量 $=1.4 \times 10^7$ 电子伏特）时，从图4看出对第一次碰撞来说，三种元素的减速能力是大致相等的，我们不能忽略硅的影响。当然，经过多次接连的碰撞后，中子的能量逐渐减小，硅的总的影响将不大，但在某些情况下不能忽略。自然当孔隙度降低 n_H 减小而 n_{Si} 增加，因而图4上这两种元素减速能力曲线分别下降和上升。氢密度非常低时，显然硅和氧对中子减速的影响可能变得非常重要。那么在这些情况下，我们预计岩石骨架元素的差异将影响地层的减速性质。低孔隙度条件下的实验室研究已证实这种想法。很明显，当氢密度（一般也就是孔隙度）增加时，存在的其他元素变得不大重要，而且它们之间的差别，例如在石灰岩（ $CaCO_3$ ）和砂岩（取作 SiO_2 ）之间的差别，完全可忽略。关于图4要弄清的主要是：虽然氢在决定中子减速方面一般是占主导地位，但地层中存在的其他元素原则上的确也起着作用，并且在某些情况下不能忽略。

另外，如前面已讲到，中子与地层中存在的核在化学上是怎样结合在一起的无关，因而无论氢是在油、水或泥岩的束缚水里，氢起着同样的主导作用。这种情况有时使我们宁愿讲“氢指数”而不讲孔隙度。氢指数可以定义为与我们考虑的地层具有同样的氢含量的一个充满水的纯地层的孔隙度。或者定义为一个实验室标准地层的充满水的等效孔隙度，甚至定义为同任何地层中单位体积氢原子数成比例的某个量。重要的一点是，所有这些定义都是试图明确真孔隙度和总氢含量之间的区别。在我们讲演的以后部分，当所指地层假设所有的氢都是在“孔隙”中时，或当上下文使得选择那一个名称的理由很清楚时，将交替使用氢指数和孔隙度。在5.1节我们将再次简单讨论这个问题。

2. 减速阶段

到目前为止我们主要讨论了单独碰撞过程，中子如何失去其能量，和为什么我们必须确定地层中的不同元素的相对重要性。现在我们转到这些碰撞重复的总结果，主要是这些碰撞如何确定被减速的中子的空间分布。和以前一样，我们保持这么一个假设，即我们在无限地层里有一个点状快中子源。这显然忽略了含氢量高的钻井泥浆的影响。但是，它使我们定性地了解减速过程的主要特征，因为这些特征是由地层的固有特性所决定的，并指明何以我们以后要考虑井眼的影响。

2.1 重复碰撞

图5是碰撞重复过程的示意图。我们看一下一个典型的中子在地层里的全过程。每一条直线代表一个自由行程，在交叉点自由行程终止发生一次散射。自然，中子是在三维空间里运动，其所有自由行程和碰撞不是在同一平面上；图5纯系一种示意图。我们看到第一个自由程是相当长的。这是因为具有初始能量的中子，每厘米行程同任一核发生一次碰撞的概率是比较小的。例如，由图3我们可以估算一下每厘米行程发生第一次碰撞的总概率。只要把图上标有Ra-Be或Po-Be处

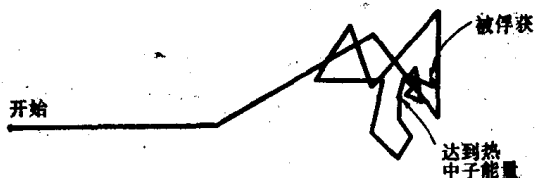


图5 中子在地层中典型历程的示意图。直线段代表自由行程，交叉出现在发生碰撞的地方

总概率。只要把图上标有Ra-Be或Po-Be处

的三条曲线的纵坐标相加。类似地,在较低的能量假如我们希望确定每厘米行程发生一次碰撞的总概率曲线的形状,我们必须把三条曲线相加。显然,当中子能量减少时,三条曲线之和逐渐增高,当能量低到约 10^4 电子伏特时变平,然后低到大约1电子伏特时再次上升。这种情况的最后效果是,一般随着中子能量的减小,中子在两次碰撞间通过的平均距离越来越小。在图5上用越来越短的自由行程表示了这种情况。

2.2 空间分布

每次碰撞、中子可以向任何方向(至少稍微偏向于‘前方’半球)散射,结果随着时间的推移,按中子平均来讲,离源越来越远。过了一段时间以后,中子离开源走过的距离不如没有经受碰撞的中子走的那么远,即使其速度在每次碰撞后不降低。此外,因为每个中子走过不同的路程,所以在一段时间以后,或在碰撞了同样次数以后或在它们达到同样能量以后,它们并不是都达到离源同样的距离。因此,假如我们考虑已经达到某个低能量的那些中子,我们会得到它们在空间的分布。在我们假设的无限地层中的点源情况下,这种分布将是球形对称的,即在以源为中心的球面上慢中子的密度到处都是一样的。当增加球的半径,在一系列同心球面上慢中子的密度将降低[●]。这有点类似于把一小块食盐放入一个大的水容器里。盐溶解,而钠和氯原子沿径向扩散,因而在确定起始位置以后的某个时间,钠和氯原子密度的球形对称分布就建立起来。随着时间推移这种分布越来越扩大。对我们来说,考虑中子达到某个特定能量而不是达到某个特定时间的慢中子密度最为方便。

假如我们选择考虑其能量已降低到某个能量值 E 的中子,这种中子大部分将比具有某个较低能量 E' 的中子更接近中子源。平均来讲,后者已经受了更多的碰撞,走得离源更远。因此,他们将以更为“发散”的形式在空间分布。假如我们是跟踪从源同时发出的大量快中子,我们会看到它们逐渐丧失能量并扩展开去,平均能量逐步降低,而离源的平均距离增加。这一切发生的时间,就我们应用来讲,实际上是瞬间的,从几个毫微秒(10^{-9} 秒)到几个微秒。但是,按时间顺序考虑发生的情况使我们能清楚了解中子的空间分布的广度是同所考虑的中子的能量有关的。

在讨论中子减速时常常是很有价值的一种模型是把中子源看成一种扩散入冷地层的慢中子气源;看成一种向源外扩散的气体,它边扩展边冷却。气体的冷却相当于中子的速度即能量的降低。这种气体模拟方法在第3节会给我们很大的便利。

2.3 减速阶段的终止

显然这个减速过程最终必然停止,问题是何时终止。利用中子气模拟方法,我们会看到中子气最终将同地层中的核达到热平衡。迄今为止我们在讨论中都是假设核是处于静止状态(例如见图1)。只要中子的速度相对于核的运动速度来说是高的,这个假设就成立。

●在这方面必须小心,不要从图5得出错误的结论,认为慢中子密度在离开源的某个距离将是最大。中子密度总是涉及用考虑的体积单元来除,而在一定的小体积里接近源比远离源有更多的慢中子。假如有人要探索包含有比别的球壳更多慢中子的单位厚度的球壳,他必须用 $4\pi r^2 \Delta r$ 乘密度, r 是球壳的半径, Δr 为其厚度,等于1。因此,比较一系列厚度的球壳,表明每个球壳包含的慢中子数以 r^2 乘以密度的形式出现。因为密度随离开源远而降低,而 r^2 则增加,所以存在有一个慢中子数最大的 r 值。这个数实际上就是离开源每单位距离的慢中子数,即在两个分离(例如分开1厘米)的球之间包含的慢中子数。这里我们看出我们取了球壳中单位体积的中子数(密度),并用在两个球间包含的单位体积单元数来乘它。因为测井下井仪中的探测器测量邻近的某个体积中的慢中子数,而不是测量两个球壳间的总数,慢中子密度是使我们直接感兴趣的量。

在几乎整个减速阶段都是如此。但是，在中子已被充分减速以后，我们不能再忽视地层中原子的热振动。能量相当低的中子同核发生碰撞，在这种碰撞中中子实际上可能得到能量而不是丧失能量，而我们图1的碰撞模型不再能成立。当中子达到这个能量，我们说中子同地层处于热平衡或者说这样的中子是热中子。自然，这种热平衡是逐渐建立起来的（用我们微观的时间尺度）。但是，为了概念上的方便（同时为了简化问题的数学处理）我们说仿佛中子在减速阶段连续地丧失能量，然后突然“达到”热中子能量并终止减速的过程。现在它们在地层里分布在源的周围，我们设想它们全都具有同样的能量，即在地层温度下中子气具有的平均能量。这个能量大约是每个中子0.025电子伏特。

3. 热扩散阶段

观察了中子减速到与地层处于热平衡状态，现在我们转到中子历程的另一部分，在这段时期它们继续发生不断的碰撞，但是平均能量没有任何变化。我们把这段时期称为热扩散阶段。虽然每一单个中子到处运动着，如图5所示那样作随机的碰撞，作为一个整体看，它们构成一种空间分布，我们能说出空间不同点的热中子密度，即每单位体积的热中子数。因为碰撞重复过程继续下去，中子继续运动，平均来说，中子离开源更远了，所以热中子的空间分布比能量高于它的中子的空间分布范围更大。唯一不同的是，在热扩散阶段，中子能量保持不变。还有，热中子在两次碰撞之间的距离不如能量更高的中子走的那样远，并且因为中子能量保持不变，接连碰撞之间的平均距离现在是不变的（见图3）。

3.1 热扩散阶段的终止

因为我们假设我们的源是不断地放射快中子的，我们就会在地层中不断造成越来越多的热中子，除非某种新的过程来干预。空间各点的热中子密度会继续无限地升高。实际上建立了一种平衡，这是由于地层中的核除了散射热能中子以外，还存在吸收或“俘获”它们。对任何一个热中子来说，这意味着在热能下经过若干次散射碰撞以后，它最终发生一次碰撞，不是散射而是被核所吸收。因而，散射过程不是无限地继续下去。再次使用气体模拟方法，我们可以说地层具有“吸收”效应，当每秒被地层吸收的中子总数等于每秒源发射的数时，平衡就达到了。当一个源进入一个新地层，这种情况非常快就实现，至多在几百微秒时间内，所以我们可以假设我们总是处于平衡的状况。尽管每秒被吸收的中子数等于源的发射率，在地层里总是有一些中子处于减速阶段，有一些中子处于热扩散阶段尚未被俘获。这种动态平衡非常类似于水从罐的顶部流入又从底部的孔流出的情况。假如流入速度等于流出速度，罐里的水面保持不变，虽然罐里的水的各个分子一直在变化。即使每秒被俘获的热中子的总数在所有地层中是一样的（这个数仅由源的发射率来确定），但尚未被俘获的热中子的空间分布是不一样的。以后我们将看到这一事实的重要结果。

虽然几乎所有元素都能在某种程度俘获热中子，而一个热中子同一特定的核发生碰撞被吸收的概率取决于核的性质。例如铋俘获热中子的概率低，一个热中子在被俘获以前可与铋核发生大量碰撞。另一方面，硼却有如此大的俘获截面，以致热中子与硼核的第一次碰撞就被吸收的概率达99.5%。这样一种情况的一个结果就是，在含有大量硼的地层中减速的中子达到热中子能量后几乎肯定在它们第一次或第二次碰撞时就被吸收。因此，当平衡建立时，地层中自由热中子数是非常少的。反之亦然，假设“地层”由铋做成，地层中的自由热中子数会很大。另外热中子会分布在一个很大的空间，因为它们存在的时间足够长，发生多次散射碰撞，运动到离开源相当远的地方。

这些考虑的结果对中子测井是十分重要的。任何依赖于探测器附近热中子密度的中子测井仪器，其能力不仅受地层减速特性的影响，还受地层的热中子俘获特性的影响。从热中子吸收的观点来考虑，地层中常见的两种元素，氯和铁，大概是最重要的元素。二氧化硅和石灰石的吸收特性的差别不很大。由上述讨论可知，二个同样的地层，其中一个地层在原生液中含有大量的盐，将有不同数量的自由热中子分布在源的附近。任何一种探测热中子的下井仪，在包含氯或别的强热中吸收剂的地层中记录的计数率较低。稍后我将回到这个问题上来。

4. 热中子俘获产生的伽马射线

当我们论述了热中子俘获过程，我们就完成了一个中子在地层中的生命史。但是，因为大多数中子测井不探测中子，我们必须把这个过程再推进一步，研究一下中子最终被俘获时发生什么情况。俘获过程把缓慢运动的热中子结合进核中。一小部分中子的质量按爱因斯坦质量-能量关系在核里转换成能量。这个能量通过使整个核激发而表现出来。回到我们的弹子加弹簧的模拟，所有的弹子（核中的中子和质子）开始振动，由质量转化取得的能量在弹子的振动运动中显示出来。因为在这篇初步论述的文章里我们不能进行更细的讨论，这个受激状态持续的时间是如此之短，以致我们可以把它看作零，并且核通过发射伽马射线释放出这个能量。去激过程可以在一次跃迁发生，伴随发射一个单一的高能伽马量子，或通过一快速级联过程发射几个伽马量子。热中子俘获后发射的伽马量子，其能量和数量，取决于涉及到的特定的核（元素）。每一种核都有其与众不同的俘获伽马射线发射谱。

俘获伽马射线源在空间的分布具有和热中子密度相同的形态。这点可由以下的推论得出：在地层中某个点每单位体积出现的热中子俘获的数目同该点的热中子密度成比例。平均讲，每一次俘获产生一些伽马射线，地层看上去就象有一个放射性源其空间分布同热中子的空间分布完全一样。现在这些俘获伽马射线离开它们产生的那些点通过地层以光速传播。它们如同快中子一样在地层里同原子发生碰撞，最终通过光电效应被吸收。假设有一个小的伽马射线探测器置于地层中离源一定距离，则它将计数通过它的俘获伽马射线，计数率将同伽马射线探测器的邻近地区的热中子数成比例。因而我们明白了探测俘获伽马射线的测井仪器用俘获伽马射线作为传递手段来工作，俘获伽马射线说明热中子被俘获的速率，而它又同探测器附近热中子的密度成比例。距离探测器远的那些点产生的伽马射线非常可能在地层里就被吸收。因而对计数率影响不大。

5. 源周围的热中子的空间分布

在知道了热中子的空间分布是如何建立和保持的，以及探测俘获伽马射线如何能作为这种热中子分布取样的手段之后，现在我们可以转到讨论分布本身的详细特点。了解中子在空间是如何分布的，使我们能够从一个统一的观点来理解中子测井中发生的一大类现象。这里要再次提醒我们自己，我们还是在讨论在无限地层中的快中子点状源的情况，而不是实际的井眼情况。

图6为热中密度和离源距离的关系的理论曲线。理论曲线的计算是对骨架为纯二氧化硅的孔隙中充满水的砂层作出的。几个孔隙度值表示于图上。这些计算用的数学理论在含氢介质中（例如我们通常涉及的）已知其精度较差。但是，曲线显示的定性的特点是正确的，给我们提供了一个用于预测的正确的基础。

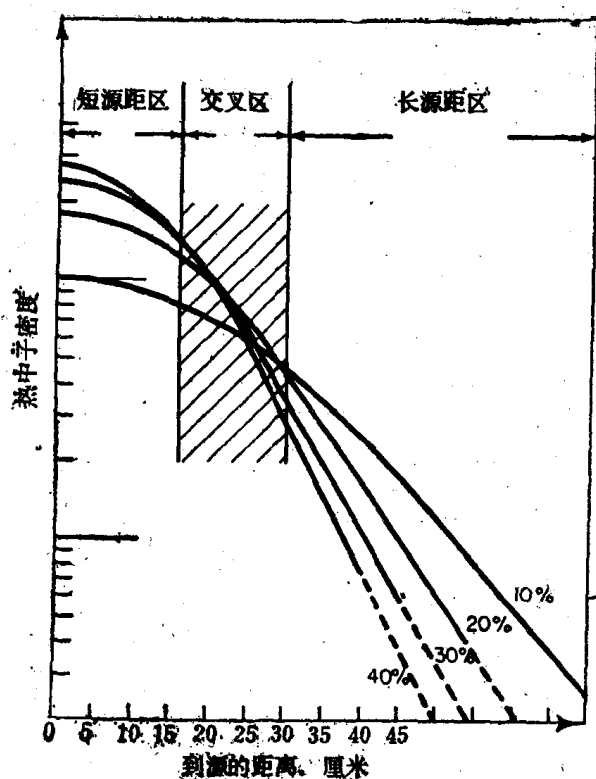


图 6 镅-铍点状中子源, 在无限地层中的热中子密度

这些曲线是用年龄理论计算出来的, 该理论不大适合含氢介质。因此这些曲线只能定性使用

小。这是因为不同孔隙度的曲线靠拢到一块了。因而, 当我们从源离开时, 热中子密度变得对孔隙度的变化越来越不敏感了。已发现这个短源距区对中子测井是不实用的, 其理由下一讲叙述。

5.2 交叉区

当探测器进一步离开源, 就进入一个“交叉区”。在此我们看到不同孔隙度的热中子密度曲线相互交叉。很明显, 没有人会要造一个测井仪器使源和探测器相隔的距离落在这交叉区。假如源距是在交叉区, 测井曲线对孔隙度变化的响应就会非常小。此外, 该响应将是模糊不清的。在图 6, 设一探测器置于离源 25 厘米处, 这点可以看得更明显。在 25 厘米处画一垂线与 10% 和 40% 孔隙度曲线相交于一点, 而在该点这两条曲线交叉。因而, 对于一个源距是这样大的探测器来讲, 测井曲线上 10% 和 40% 孔隙地层有同样的响应。把垂线继续引向上, 下一个与 30% 孔隙度曲线相交, 因此 30% 孔隙砂层其计数率会高于 10% 和 40% 孔隙砂层。类似地, 一个 20% 孔隙砂层其计数率会高于 30%。对这样的仪器, 孔隙度或氢指数刻度曲线 (通常为孔隙度和探测器响应关系的对数曲线) 就没有必需的单值函数特性, 即当孔隙度增加时, 测井响应不会继续增加或降低。在上述例子中, 当孔隙度增加到大约 20%, 响应会增加, 然后当孔隙度继续增加到 20% 以上, 响应曲线就弯回来并下降。这种下降直到孔隙度增加到 40%, 响应值会降回到它在 10% 孔隙度所具有的值。一般讲, 交叉区的源距的上限出现在图 6 中各孔隙度曲线都已相互交叉的地方。

5.3 长源距区

我们注意到在图 6 中不论孔隙度是多少, 当我们离开源远去时, 热中子密度就减小。但是, 每一种孔隙度有它自己的曲线。

现在让我们在地层里插入一个非常小的热中子探测器, 并逐渐把它移开源, 考察一下其结果。

5.1 短源距区

假如我们的探测器只对热中子 (不对快中子或伽马射线) 敏感, 我们可以先把它放在起点或源的位置。然后我们看到当地层的孔隙度增加时, 我们的探测器的计数率也增加。此外, 计数率增加的百分数在孔隙度由 10%~20% 比孔隙度由 30% 到 40% 更大。我们对这点通常解释为孔隙度或氢指数的分辨率在低孔隙度时比在高孔隙度时更大 (孔隙度的分辨率常定义为每单位孔隙度变化引起的探测器响应的变化百分数)。当把探测器从源离开, 对所有孔隙度值讲, 计数率都稍有下降。除探测器的响应降低以外, 孔隙度的分辨率也减小。

最后，当我们把探测器移到离源更远的地方，它就进入长源距区，在那里对于所有的源距，热中子密度随孔隙度的增加而减小。现在的所有中子测井仪器其探测器都位于这个区。一般讲，仪器的氢测量特性可以定性地确定，将探测器置于离源一定距离的位置上，在图 6 上按此源距画一垂线，就可以看到从一条孔隙度曲线到下一条孔隙度曲线纵坐标值是如何变化的。

让我们从两种情况检查一下上述的结果，一种情况是探测器放在一个短的距离，位于交叉区的外面，另一种情况是远在交叉区的右边。在第一种情况，我们看到热中子密度，因而也就是探测器的响应，当孔隙度降低时不断增加。但是，从一个孔隙度值到另一个孔隙度值譬如，降低10个孔隙度单位，中子密度增加的百分数是比较小的。这导致氢指数变化时，响应只有小的变化。但是，对于所有的孔隙度，计数率都相当高。在第二种情况，孔隙度降低10个单位，计数率增加的百分数较大，并且测井曲线显示“特征”，也就是说从一个孔隙度到另一个孔隙度，响应的百分数变化大。这个特性起因于这一事实即图 6 的曲线在长源距区当探测器向右移动时曲线彼此之间是分散的。尤其是10%和20%两条线比其他曲线如30%和40%这两条线分开更快。结果低孔隙度范围内的孔隙度分辨力常优于高孔隙度范围内的分辨力。在这样大的源距，所有孔隙度的热中子密度都明显低于上面刚讲到的第一种情况。这意味着计数率比较低，并且测井响应的统计起伏较大，或者测井速度必须更为缓慢。在这方面，希望澄清一个广泛持有的误解。衡量中子测井曲线质量的重要尺度之一是对一定氢指数的变化，测井响应变化的百分数，而不是响应变化的绝对值。因此，一条没有标明零值的测井曲线不能作定量解释。此外，把测井曲线零点调到标尺以外很远的习惯做法及同时使用高灵敏度检流计，只能得到改变测井曲线外观的好处，而这种好处是有疑问的。信息内容完全没有改变，这种信息内容只能靠提高孔隙度分辨力或计数率（降低统计起伏）或同时提高这两者才能改进。这是因为当零点调到标尺以外并提高检流计灵敏度时，统计起伏引起的偏转实际上也会和由于氢含量变化所引起的偏转同样的比例增加。

源距的实际选择，是在孔隙度分辨力（随源距增加）和计数率（随源距增大而降低）之间求折衷。有数学和经验方法用于在这二种矛盾的效果之间选择最好的折衷方案。测井的其他特性，如探测深度，划分薄层的能力，减小井眼的影响超出了这篇短文的范围。但是，它们也都在某种程度上受到源距选择的影响。

6. 对确定孔隙度的干扰影响

6.1 化学键联氢的影响

在这里提醒一下我们自己也许是有益的，即图 6（在理论的精度内）正确地描述了热中子 in 多孔隙的二氧化硅（假如孔隙中充满了水）中的空间分布。因中子不受化学键的影响，假如水通过化学键同二氧化硅相联，所表示的分布还会是一样的。虽然，这种特殊的结合是不大可能的，但它着重说明图 6 的各条曲线和其他类似的石灰石、白云石、硬石膏等曲线，主要由地层的含氢量所决定，而不是孔隙度的直接量度。正如前面提到过的，有时为强调这点而说氢指数，不说孔隙度。以泥岩（shale）为例，化学上的束缚水的含量可能相当高。因此，泥岩的响应所对应的孔隙度能够比实际存在的孔隙度高得多。我们说泥岩的氢指数很高，即使它的孔隙度是低的。另一个例子是硬石膏里的石膏。每个石膏分子（ CaSO_4 ）附着两个水分子，因此假如硬石膏包含有石膏，其氢指数将高于仅由孔隙里