

地震机制的研究

В. И. 克依利斯博罗克等著

科学出版社

地震机制的研究

В. И. 克依利斯博罗克等著

科学出版社

257
95

地震机制的研究

В. И. 克依利斯博罗克等著

李 宗 元 译

傅 承 义 校

科 学 出 版 社

1 9 6 1

О. Д. ГОЩАДЗЕ, В. И. КЕИЛИС-БОРОК, И. В. КИРИЛЛОВА,
С. Д. КОГАН, Т. И. КУХТИКОВА, Л. Н. МАЛИНОВСКАЯ,
А. А. СОРСКИЙ

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

Тр. Геофиз. Ин-та АН СССР № 40 (166), 1957

Изд. АН СССР

Москва 1957

(Переработанное издание 1960)

內 容 簡 介

本书总结了苏联地球物理研究所近十年来在震源错动研究方面所获得的结果,同时也介绍了这一方面在世界各国的现状。本书主要由两部分组成:第一部分叙述震源错动理论和观测记录的处理方法;第二部分叙述观测记录处理结果与苏联各地震区构造运动的对比。这两部分有相对的独立性,地质工作者可以略去第一部分而只阅读第二部分。在中文译本中原作者还补充了1957年以后最新的成果和改正了某些编辑中的缺陷。

地震机制的研究

В. И. 克依利斯博罗克等著

李宗元译 傅承义校

*

科学出版社出版 (北京朝阳门大街117号)

北京市书刊出版业营业登记证出字第061号

中国科学院印刷厂印刷 新华书店总经售

*

1961年5月第一版

1961年5月第一次印刷

(京) 0001-4200

书号: 2330 字数: 150,000

开本: 787×1092 1/18

印张: 7 7/9 插页: 9

定价: 1.16 元

序

研究发生于地震震源的各种过程要涉及到地震学、大地构造学与連續介质力学等几方面的问题。

从所得結果的性质来看,本問題的研究与地震学、地震地质学的主要問題相关,其中首先是地震发生的原因和条件、地震活动性与大地构造的关系、地震波物理、地球构造等等的研究。

地震同时也是現代深层大地构造运动的直接表现,所以地震震源錯动的資料对深层大地构造显然有重大意义。

在方法方面,本問題首先要用到弹性动力理論,它可以将震源过程与原始資料(地面上的地震波观测資料)联系起来。

本书是叙述苏联科学院地球物理研究所自1948年起所进行的震源錯动研究工作的結果。在这期間提出了能够确定震源断裂的类型、断裂面的傾斜和走向、錯动的方向和初动的相对强度等的方法¹⁾。

运用这个方法成功地研究了苏联主要地震活动区(加尔姆地区、北天山、西土庫曼、科彼特达格、高加索)及边邻区域(兴都庫什和太平洋)的震源錯动。

但是利用已得的結果是困难的,因为它们都分散发表在討論个别問題的方法的文章中,或探討个别地区的地震的文章中。只有观测記錄的处理方法才有比較詳細的綜合性的叙述(Л. Н. Малиновская, 1954)。

总的說来,观测記錄的解释結果,到目前为止还没有总结过,虽然这一阶段工作的最終目的是要得出一些表示震源錯动与地震带大地构造活动有关系的普遍規律。

本书綜合地、有系統地叙述了上述研究的現狀。第一部分包括理論依据及方法的簡述,如加上书中指出的补充材料,可作为地震解释工作者的规范。第二部分介紹了苏联各地震区震源錯动的总结資料。这部分开始給出了一些基本定义,尽可能采用了地质名詞,以使只对大地构造問題感兴趣的讀者可以略去第一部分。

每一部分的开始都簡短地叙述了其他学者过去在这方面的研究成果。

1) 日本(本多、大森等),美国[B. 古登堡(Gutenberg)、拜尔莱(Byerly)、斯坦德(Stander)和克諾波夫(Knopoff)],印度尼西亚[里茨馬(Ritsema)],加拿大[霍吉森(Hodgson)、晒德格(Schaidegger)等],波兰[德羅斯特(Droste)、泰賽尔(Teissayre)],印度[淡登(Tandom)],荷兰[魏尔德堪布(Veldkamp)、朔尔特(Sholte)],意大利[卡路阿(Caloi)],羅馬尼亞[愛納斯基(Enesku)]以及其他国家也进行了类似的工作;在本书第一和第二部分的开始是这些工作的概述。

本书有許多方法上的結論和解釋的結果是初次發表的。

書中所敘述的是集体的工作結果，但本書各章節是由不同作者分寫的：戈察澤(О. Д. Гоцадзе)、科干(С. Д. Коган)和庫赫齊科娃(Т. И. Кухтикова)寫第一部分的第一章和第二部分的 §2；克依利斯博羅克(В. И. Кейлис-Борок)寫第一部分的第一章、§1—3, §5, §7, 第二部分的 §1, §3, §7, 總結和附錄Ⅶ；馬林諾夫斯卡亞寫第一部分的第一章、§4, §6, 第二部分的 §8；第二部分的 §4, §5 是根據科干的材料寫成的；第二部分的 §6 是根據庫赫齊科娃的材料寫成的；戈察澤、基里洛娃(И. В. Кириллова)和索爾斯基(А. А. Сорский)寫第二部分的 §9；別松諾娃(Э. Н. Бессонова)寫附錄Ⅶ。

這裡所總結的工作，我們的導師——已故的甘布爾采夫(Г. А. Гамбурцев)院士——曾長期指導過。

納依馬爾克(М. А. Наймарк)教授指導過最初的數學部分的研究；我們還得到彼特拉申(Г. И. Петрашень)和謝爾曼(Д. И. Шерман)教授、數學物理學副博士奧古爾佐夫(К. И. Огурцов)、格爾琴斯基(Б. Я. Гельчинский)等的許多指正。

在提出研究任務和對已得結果進行大地構造分析時，我們採納了蘇聯科學院通訊院士別洛烏索夫(В. В. Белоусов)的寶貴意見。在各個區域的地質方面，我們不止一次地得到了地質礦物學博士果爾什科夫(Г. П. Горшков)、彼特魯舍夫斯基(Б. А. Петрушевский)、地質礦物學副博士格佐夫斯基(М. В. Гзовский)、古賓(И. Е. Губин)、卡贊利(Д. Н. Казанли)、克列斯特尼科夫(В. Н. Крестников)、地質學家戈里亞契夫(А. В. Горячев)和列贊諾夫(И. А. Резанов)的幫助。

研究室工作同志科爾達耶瓦(М. Г. Колдаева)和季爾多夫斯卡亞(Е. Г. Дирдовская)在工作中的幫助是難以估量的。

查依采夫(Л. П. Зайцев, 第一部分)和地質礦物學副博士埃茲(В. В. Эз, 第二部分)進行了大量的編輯工作。

作者們謹向前面列舉的專家表示深切的謝意，沒有他們的幫助這項工作是无法完成的。

我們還真誠地感謝加拿大觀象台的晒德格(А. Е. Schaidegger)教授，在發表以前系統地給我們介紹了許多總結性的和方法論方面的材料，以後這些材料都引用在本問題的历史概要中了；加拿大觀象台地震組組長霍吉森(J. H. Hodgson)教授，送給我們一批寶貴的地震圖，我們也表示感謝。

在本書的中文版中，補充了最近幾年來獲得的結果。我們還盡力消除了編輯中的缺陷。

作者們非常感謝傅承義教授和譯者李宗元對本書的重視。

目 录

序.....	i
--------	---

第一部分 解释的方法

第一章 以前工作的主要结果.....	2
第二章 理論前題.....	6
§ 1. 均匀弹性介质中的震源	6
1. 体源的两类型和它們的关系	6
2. 点源的定义及其基本类型	7
3. 点源的一般性质	10
4. 体源与点源的关系	13
5. 位移形状与其他因素的关系	14
§ 2. 震源錯动基本类型的模型	15
1. 基本定义	15
2. 各种錯动的点源模型的类型	16
3. 位移公式	18
4. 节綫和位移符号的分布	19
5. 关于构造地震震源模型的补充	23
§ 3. 分界面和介质的不均匀性对位移的形状和强度的影响	25
§ 4. 在分界面附近的震源	30
第三章 解释方法.....	32
§ 5. 原始观测数据的选择	32
1. 地震图的量度	32
2. 地面位移的确定	33
§ 6. 观测数据相对于均匀介质的换算	33
1. 基本概念	33
2. 观测资料的运用	34
3. 原生波位移符号和位移比的确定	34
4. 假想点在沃尔富网上的标记	36
§ 7. 震源动力参数的确定	38
1. 节綫的描繪	38
2. 按位移比(对于震源 1,3,6,8,10)确定 x 軸(錯动方向)	40
3. 准确度的估計	43
4. 不同点上位移振幅的利用	44
5. 与地质和重复水准測量資料对比的例子	45

§ 8. 观测系统的分析	47
§ 9. 其他方面的解释 (在研究地震能量、地球构造、记录上震相的特征、等震线的形状等等 中震源定向性的估计)	49
1. 地震“震级” M 或能量的确定	49
2. 深分界面的反射系数的确定	49
3. 地震图上震相的性质	49
4. 对等震线形状的影响	51
5. 面波的分析	52

第二部分 地震震源的错动

(苏联和邻国的主要地震活动带)

引言	53
第一章 问题的提出和以前研究的概述	56
§ 1. 基本定义	56
§ 2. 以前研究的主要结果	57
第二章 各个地震区的研究结果	59
§ 3. 符号	59
§ 4. 太平洋深地震 (自阿留申群岛至马里亚纳群岛)	62
1. 大地构造与地震活动性	62
2. 震源错动及与大地构造的对比	64
§ 5. 阿富汗北部 (兴都库什)	65
1. 大地构造与地震活动性	65
2. 震源错动及与大地构造的对比	65
§ 6. 加尔姆省及毗邻地区	68
1. 大地构造与地震活动性	68
2. 观测系统	70
3. 震源错动及与大地构造的对比	71
§ 7. 北天山	77
1. 大地构造与地震活动性	77
2. 观测系统	77
3. 震源错动及与大地构造的对比	78
§ 8. 土库曼西南部与阿什哈巴德地区	83
1. 大地构造与地震活动性	83
2. 观测系统	83
3. 震源错动及与大地构造的对比	83
§ 9. 高加索	88
1. 大地构造与地震活动性	88
2. 观测系统	90
3. 震源错动及与大地构造的对比	91
第二部分的总结	95

已分析的地震一覽表.....	97
----------------	----

附 录

附录 I 沃尔富网上的几种主要作图.....	105
附录 II 确定远地震射线偏角的曲线图.....	107
附录 III 首波强度系数.....	111
附录 IV 原生波位移的确定.....	113
附录 V 确定 x 轴出射点用的量板.....	122
附录 VI 分界面为任意形状时的空间解释(Θ. H. 別索諾娃).....	123
参考文献.....	126

第一部分 解释的方法

(В. И. 克依利斯博罗克法)

本部分討論解释的方法,其目的是要找出与所研究的震源大致相当的点源。对每一个震源都求出了它的类型(参看 19 頁)和軸綫方向。这类数据称为震源动力参数,它們决定震源錯动的基本性質:震源类型确定断裂的力学性質,軸綫方向确定断裂面的定向(Ориентация)和錯动的方向。

解释方法是根据点源和平面波的經典理論、斯米尔諾夫 (В. И. Смирнов) 院士和索博列夫 (С. Л. Соболев) 院士学派的工作以及彼特拉申在弹性动力学方面的某些研究。

原始实验資料可以用:(1)纵波、横波的两个独立分向的初动方向(符号);(2)每一点上这些符号的关系;(3)沿同一途径到达观测点的各波的独立初至振幅之比。

所有体波(包括首波)都可以独立使用。解释的准确度在观测記錄的处理过程中估計。

本部分的第一章扼要地叙述了以前工作的主要結果,第二章討論了所用方法的理論根据,第三章討論了观测記錄的处理方法。

編写本文的主要目的是为了便于进行今后的工作,所以問題的詳細历史、数学演算和技术細節就省略了,它們大部分可以在註明的参考文献中查到。

第一章 以前工作的主要結果

地震机制的研究可分为三个主要方面。按工作量和工作結果来看，用地震波的仪器观测来专门研究地震机制是首要的方面。以表面地层剩余变形(B. Gutenberg, 1932)、地貌现象(藤原, S. Fujiwhara, 1929)等的非仪器观测为基础的方法，因实际資料不足和不准确而发展較差。最后，有一系列的工作(B. Gutenberg, 1945a)也給出了有价值的結論(主要在震源分类方面)；这些工作并非专为研究地震机制而做的，但发现地震机制对其它解释結果(关于地震能量、介质的结构、弹性波的衰减等等的數據)有影响。

我們对第一方面的工作作一个簡短的总结，以后运用的方法也是属于这个方面的。

这里提到国外的研究，其目的只是为了說明本問題的現狀，因为这些研究在四篇文章(A. R. Ritsema, 1955; J. H. Hodgson, 1955a; A. E. Schaidegger, 1955; H. Honda, 1952)中有詳細的总结。有时援引綜述性的文章似乎要恰当些，因为原著反映着研究一个問題的逐个阶段；此时，援引的文献上角标以符号*。

研究地震机制与地震波动力特性(形状与强度)的关系，差不多是跟仪器地震学同时开始的。

从1909年开始，日本地震学家們(H. Kawasumi, 1937*)就已研究各地震台纵波初动符号的分布，并作出分开压缩波区和膨胀波区的所謂节綫。

已經肯定，近地震的节綫一般为相交的两条直綫，对于表面震源來說，其中一条直綫与产生該地震的断裂綫重合(H. Kawasumi, 1937)。这样，根据纵波的初动符号就可以确定震源断裂面的两个可能位置；要使答案只有一个，就得借助于地質資料，如果它們有的話。

与此同时，有許多論著探討了震源的理論描述的可能性。大森和其他学者将各地震台上观测到的纵波、横波初动符号与振幅跟按不同类型的稳定点源計算出的理論位移場作过比較(H. Kawasumi, 1937*；H. Honda, Masataka, 1952*)。用这个方法研究了差不多从1909到1936年的全部日本地震的震源。

結果是震源可分成两类：构造震源，大致相当于有矩偶极；火山震源，相当于旋轉

中心加一单力。

但是,大部分深源地震的节线在地面都呈椭圆或双曲线形状。大概是拜尔莱(P. Byerly, 1938)首先指出节线弯曲完全可用弯曲的地震射线来解释;而且对于一切远地震(不仅仅是深震)都观察到弯曲。

为了消去射线弯曲的影响,拜尔莱(P. Byerly, 1938)提出将观测到的位移符号算作震源处射线的切线上的符号,更确切地说,算作切线的球极投影,或切线的地面出射点上的符号(该问题维琴斯卡亚也研究过, A. B. Введенская, 1953, 6)。于是节面重新成为相互垂直的平面。运用拜尔莱的方法对远震也得到了与近震相同的结果:确定两个平面,其中有一个(不知是哪一个)就是震源断裂面,另一平面的法线方向,按照有矩偶极的性质,就是沿断裂的错动方向。

有许多文章(P. Byerly, 1949; A. R. Ritsema, 1955; J. H. Hodgson, 1954; C. Д. Коган, 1956)中在作解释时,还引用了反射纵波的符号。

最近20年来,改进和运用拜尔莱方法的工作,在国外,印度尼西亚(A. R. Ritsema, 1955)和加拿大(J. H. Hodgson, 1955, 6; A. E. Schaidegger, 1955)进行得最多。霍吉森(J. H. Hodgson, 1955, a)对计算深震的方法作了有价值的补充。里茨马(A. R. Ritsema, 1953)简化了作图方法,并提议兼用横波。

改进后的拜尔莱方法曾用来研究大量的强地震(H. Honda, 1939; A. R. Ritsema, 1953; A. E. Schaidegger, 1955; J. H. Hodgson, 1955, 6)。特别有意义的是,用已知断裂方向的表面地震成功地验证了这个方法(J. H. Hodgson, 1955, a),对于浅震源,这种验证日本学者(H. Kawasumi, 1937)曾进行过。

上述工作曾遇到过困难:要作出节线,必须有很多观测点,虽然每一点只利用了记录的动力特性的极小一部分。

这就促使某些地震学家去寻找简化的,即使是形式的,观测记录划分的方法。如巴特(M. Bath, 1952)划分出这样的一些地带,若其中发生地震,用作划分标准的一个地震台上只到达压缩纵波或只到达膨胀纵波;结果发现这些地带交织得相当复杂,然而对于不同地震它们却是一致的。

德林杰尔(P. Dehlinger, 1951)对南加利福尼亚的地方性地震曾作过类似的工作,他用的是横波符号。在两种情形下都未能由划出地带的形状来得出具体的结论。

总的来说,前面所举的工作的主要而且极其重要的结果是:揭示了地震波动力特性(主要为各初至波的符号)分布中的稳定规律性;从实践中发现了最普遍和相当准确的震源理论模型——有矩偶极。

许多地震机制的确定(H. Honda, 1939; A. R. Ritsema, 1953; A. E. Schaide-

gger, 1956; J. H. Hodgson, 1955,6) 也具有很大的意义。根据晒德格(A. E. Schaidegger, 1956) 的資料, 全地球有 110 个地震的震源曾按拜尔莱的方法或日本学者的类似方法研究过, 其中大多数是在加拿大观象台(A. E. Schaidegger, 1956; J. H. Hodgson, 1955,6)、印度尼西亚(A. R. Ritsema, 1953, 1955) 和日本(H. Honda, 1939; H. Kawasumi, 1937) 作的¹⁾。对于每一个震源都可以得出两个可能的断裂面和相应的錯动方向。扩充实际的資料有困难, 因解释并不是唯一的, 而观测記錄的有用部分又不多。然而, 依据这些資料已可以重新提出一系列造山运动和深层大地构造的問題(A. E. Schaidegger, 1956; J. H. Hodgson, 1956,6; A. R. Ritsema, 1955)。在第二部分, 我們还要談到解释結果。

自 1948 年起苏联科学院地球物理研究所开始研究一种方法, 它可以得到单一的答案, 可以确定震源錯动的性質和利用較多的观测数据(纵波与横波都用)。

現在来列举有关这一方法的工作, 这些工作內容的細节暫且不提。本方法的理論依据, 包括联系震源参数与原始观测資料的方程, 这是克依利斯博罗克(B. И. Кейлис-Борок, 1950,а, 1950,б, 1951, 1956)提出的, 馬林諾夫斯卡亚(Л. Н. Малиновская, 1954) 和科干(С. Д. Коган, 1956) 特別研究了符号的理論分布; 德罗斯特(Z. Droste, 1956)根据克依利斯博罗克(B. И. Кейлис-Борок, 1951)的公式, 研究了由复极产生的波的能通量。泰賽尔(R. Teissayre, 1956)研究了許多体源。克依利斯博罗克(B. И. Кейлис-Борок, 1950, 1951)給出了观测解释的普遍方案。原始方程图解法的各种漸近解答方案, 包括位移符号的解释可参見下列文章: B. И. Кейлис-Борок, 1951; A. В. Введенская, 1953; С. Д. Коган, Л. Н. Малиновская, 1953; С. Д. Коган, 1956; Л. Н. Малиновская, 1954。維琴斯卡亚(A. В. Введенская, 1953)提出了用沃尔富网解方程的有效方法; 科干和馬林諾夫斯卡亚(С. Д. Коган и Л. Н. Малиновская, 1953)提出了用量板的方法, 这差不多免去了一切計算。馬林諾夫斯卡亚(Л. Н. Малиновская, 1954)編成了列綫图(标准的理論位移場), 利用这些列綫图实际上可以代替图解法解方程, 她并拟訂了現已采用的实用解释方案。远地震的分析方法以科干(С. Д. Коган, 1956)写得最全。

应注意到, 上面所举的工作反映出各种解释方案的逐步改变, 有时也包含部分的矛盾。

各地区观测解释的結果部分是由下列作者写出的: Л. Н. Малиновская, 1955; B. И. Кейлис-Борок, 1956, 1958; Г. И. Павлова, 1960; С. Д. Коган, 1955;

1) 最近还研究了几十个太平洋(J. H. Hodgson, 1956a,6) 和东南亚(A. R. Ritsema, 私人通訊)的地震震源。

这些我們在第二部分討論。晒德格总结了苏联学者在确定具体地震机制方面的工作 (A. E. Schaidegger, 1957)。他在另一篇文章(1955)中以统一的观点研究了拜尔萊、克依利斯博罗克和日本学者的方法, 找出了这些方法所共有的条件和分析方法。

在其他方面的工作中, 首先应指出莫納霍夫 (Ф. И. Монахов, 1950) 所提出的分析法, 即按照橫波的振幅比来确定震源錯动方向的方法。古登堡 (Gutenberg, 1955) 提出了利用橫波的分析法 (补充拜尔萊法)。我們不預备叙述这些方法, 因为本书所探討的方法可以利用不同地震波的任意組合的符号和振幅, 同时还可以确定断裂面。

第二章 理論前題

这一章是总结本问题的理论基础。叙述均匀层状介质中的弹性波的一些一般性质，这些性质看来对于研究弹性波物理和地震观测的动力解释都有意义。

本章所得出的理论结果可以作为第三章中解释方法的依据，并规定了这些方法的使用范围。

文中大部分没有证明，这些均可在所引的文献中找得。

实际观测到的地震波决定于震源的性质和震源与地震台之间的介质结构。§1和§2讨论了均匀空间的震源理论，§3讨论了介质对弹性波的影响。

§ 1. 均匀弹性介质中的震源

解释的目的是要根据地震观测来确定震源的特征。为此，必须找出震源处的变化过程与地面所记录的地震波之间的关系。

对震源中的所有复杂现象如塑性流动、剩余变形、固有振动等作理论分析是很困难的。但是在现在的讨论中这些现象可以略去，因为它们仅仅决定震源边界面上的力、应力或初始扰动（如果震源的含义中包括所有强烈的非理想弹性变形的区域）。这样，就可以用在理想弹性介质中的力或初始扰动的各种分布来模拟震源。用这种方法例子可在开尔芬(Lord Kelvin)、勒夫(A. Love, 1914)的著作，无线电波理论方面的著作(Н. Н. Андреев, 1915)及其它著作中找到。

1. 体源的两类型和它们的关系

作为传播振动的源，弹性力学所讨论的是这样的区域，在这个区域中或者分布着随时间变化的外力，或者分布着已知的初始速度或位移（初始扰动）。

体力或初始扰动已给定的震源可以产生（至少在远距离处）相同的弹性波，如果满足条件(В. И. Кейлис-Борок, 1956)。

$$K^0(x, y, z, t) = \delta(t)v^0(x, y, z) - \delta'(t)v^0(x, y, z), \quad (1)$$

式中 K^0 , v^0 , $\dot{v}^0$ 分别为体力、初始位移和初始速度的向量， δ 和 δ' 为狄喇克 δ 函数和它的导数。

这样, 初始扰动就与平行于该扰动的冲力(当然作用在同一区域里)产生同样的波。

2. 点源的定义及其基本类型

点源的經典理論为勒夫(A. E. H. Love, 1914)所建立。形式上, 該理論所探討的是除了一点的位移趋于无穷大之外, 所有各处的体力都不等于零的情形。自然, 这种情形物理上是不可能的, 点源理論之所以有意义, 仅仅因为在下述几个条件下, 它近似地描述出从有限体源中发出的震波。

(1) 集中力

最简单的点源(单力或集中力)的定义如下: 設在某一区域 Ω 作用着体力 K^0 , 它沿 x, y, z 軸的分力分别为 K_x^0, K_y^0, K_z^0 。

每一点的位移是这些作用于 Ω 的力的某一合效应。設 Ω 在点 (x_0, y_0, z_0) 处趋近于零, 而 K^0 增大以使:

$$\lim_{\Omega \rightarrow 0} \iiint_{\Omega} K^0(x, y, z, t) \Omega = K(t). \quad (2)$$

这样得到的震源就称为作用于点 (x_0, y_0, z_0) 的单力 $K(t)$ 。

我們要写出由作用于直角坐标系 (x, y, z) 的原点, 并沿 x 軸方向的单力 $K(t)$ 所产生的位移的公式。

所采用的符号如下:

x, y, z 为观测点的坐标;

$u_a^{(q)}, u_b^{(q)}$ 分别为纵波和横波沿 q 軸 (q 为 x, y, z 軸中的任意一个軸) 的位移分量;

a, b 为纵波和横波的速度;

ρ 为弹性介质的密度;

R 为观测点到震源的距离:

$$R = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}.$$

由勒夫(A. Love, 1914)的公式, 經克依利斯博罗克(В. И. Кейлис-Борок, 1950,

6) 变换后得到:

$$\begin{aligned} 4\pi\rho u_a^{(q)} = & \frac{\partial^2 1/R}{\partial x \partial q} \left[F(t - R/a) + \frac{R}{a} F' \left(t - \frac{R}{a} \right) \right] + \\ & + \frac{xq}{a^2 R^3} K(t - R/a); \end{aligned} \quad (3a)$$

$$4\pi\rho u_b^{(q)} = \frac{\partial^2 1/R}{\partial x \partial q} \left[-F(t - R/b) - \frac{R}{b} F' \left(t - \frac{R}{b} \right) \right] + \frac{1}{b^2} \frac{\partial^2 R}{\partial x \partial q} K(t - R/b), \quad (36)$$

式中

$$F' = \frac{\partial F}{\partial t}, \quad F(t) = \int_0^t \int_0^{t'} K(t') dt' dt. \quad (3B)$$

含 $K(t - R/v) = F''(t - R/v)$ 的各项依 $1/R$ 减小, 含 $F(t - R/v)$ 和 $F'(t - R/v)$ 的项分别与 $1/R^3$ 和 $1/R^2$ 成比例。这样, 震源附近的位移就与作用力对时间的积分成比例。

勒夫 (A. Love, 1914) 的经典公式中给出的只是位移的向量和 $u_a + u_b$; 至于方括弧中的式子, 在勒夫公式中是与这个式子相等的积分

$$\int_{R/a}^{R/b} K(t - t') t' dt'.$$

勒夫把这个积分看做是所有传播速度介于 a 与 b 之间的波的总效应; 他指出, 当 $K(t) = \sin \omega t$ 时, 该效应被“掩盖”起来, 因为此时积分可以求出, 并等于自变量 $(t - R/a)$ 、 $(t - R/b)$ 的正弦与余弦的和。从 (3B) 可以看出, 这样的解释有些勉强, 因位移可以分成两个部分 (速度为 a 与 b), 不只是在稳定振动的时候而是在任何时候 (B. И. Кейлис-Борок, 1950, 6)。

现在我们来看偶极的公式。

(2) 偶极

设在点 $(0, 0, 0)$ 作用着单力 $\pm \frac{1}{h} K(t)$, 在点 $(0, -h, 0)$ 作用着单力 $\mp \frac{1}{h} K(t)$

(图 1, 6 和 B)。

当 $h \rightarrow 0$, 这样的震源就成为有矩偶极 (双力), 于是:

$$u_a^{(q)} = \mp \frac{\partial}{\partial y} u_{a,1}^{(q)}; \quad u_b^{(q)} = \mp \frac{\partial}{\partial y} u_{b,1}^{(q)}, \quad (4)$$

式中 $u_{a,1}^{(q)}, u_{b,1}^{(q)}$ 为单力产生的位移 (3)。

负号和正号分别按图 1, 6 和 B 所表示的震源形式来取¹⁾。

1) 这里所叙述的获得高级震源的经典方法是纯数学的方法。要理解它的物理意义, 可以指出如下的另一个方法:

设在点 $(0, 0, 0)$ 和 $(0, -h, 0)$ 分别作用着力 $K(t)$ 和 $-K(t)$ 。将由第二个力产生的位移的公式按震源的横坐标 y_0 展开成泰勒级数, 略去 h^2 以上的各项。于是总位移的式子便为:

$$u_v^{(q)} = h \frac{\partial}{\partial y_0} [u_{v,1}^{(q)}]_{y=h} \quad (v = a, b).$$

这是由单力产生的位移的一级差分, 它与 $hK(t - \frac{r}{v})$ 的乘积成比例; 如把乘积看作是偶极的强度, 我们

们就得到公式 (4)。但是只有当 $K(t - \frac{r}{v})$ 在时间 $\frac{h}{v}$ 内变化很小, 即力随时间的变化相当平缓的时候,

这个展开式才有意义。反之, 图 1, 6 和 B 所表示的两个力就不能用一个偶极来代替。

因此, 偶极表示相当平稳 (或相互靠得很近) 的两个单力的效应之和。这类方法可用于任何复极。

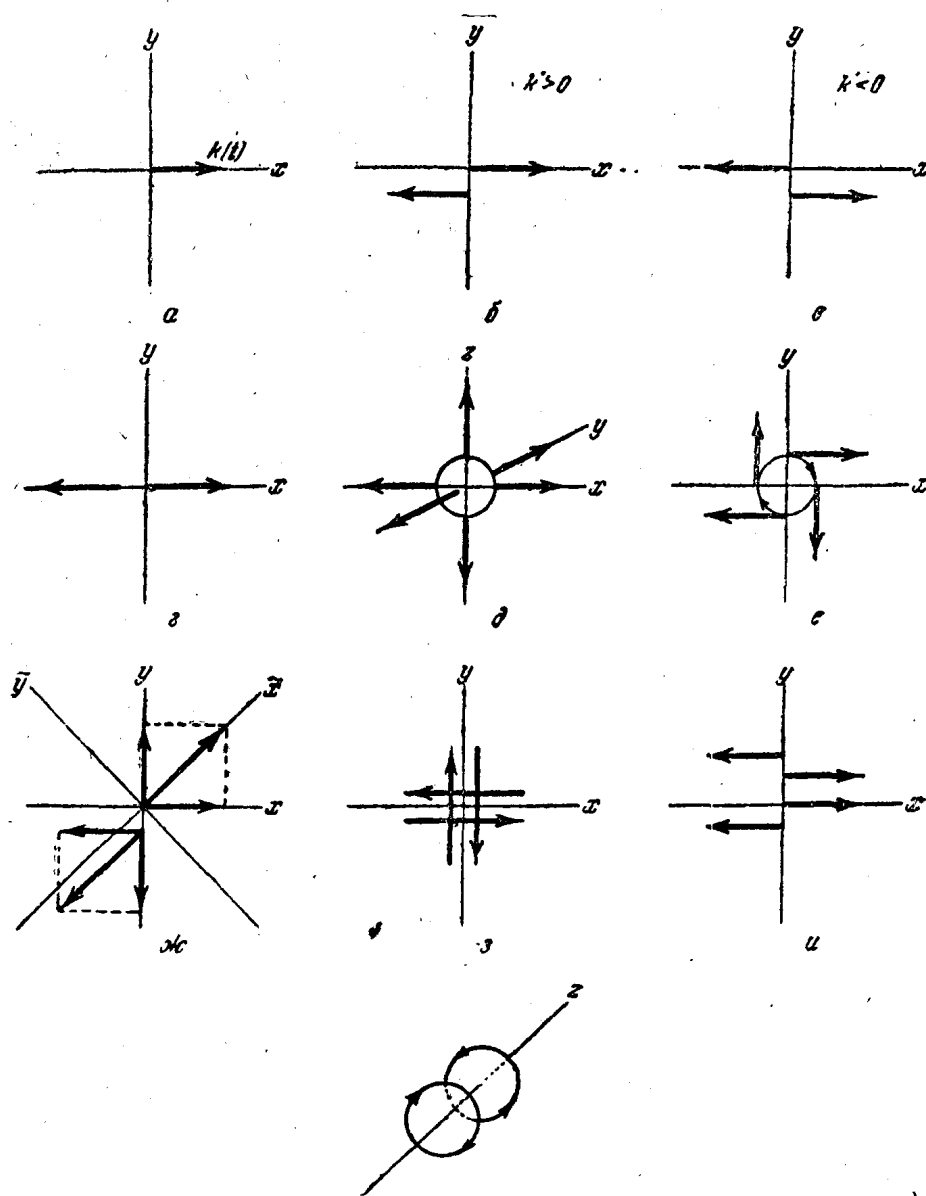


图 1. 点源的类型

将单力迭加,如图 1 f 所示,并同样地取极限,我们就得到无矩偶极,此时

$$u_a^{(q)} = -\frac{\partial}{\partial x} u_{a,1}^{(q)}; \quad u_b^{(q)} = -\frac{\partial}{\partial x} u_{b,1}^{(q)}. \quad (5)$$

(3) 其他的二級源

单力为一級源,偶极(4)、(5)与所有由偶极简单迭加(不取极限)而得的源称为二級源。函数 K 决定这种震源的强度,这种震源的因次与力矩一样。