

СВЯЗЬ МЕЖДУ ТОНКИМ СТРОЕНИЕМ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ
И ВРАЩЕНИЕМ ЯДРА

С. Фриш, Ленинград

Под тонким строением спектральных линий до самого последнего времени подразумевалось всякое такое строение, которое может быть обнаружено лишь с помощью приборов высокой разрешающей силы. При этом не делалось никаких предположений относительно физических причин этого строения. В настоящее время, в связи с развитием спектральной систематики, выяснилось, что иногда линии с тонким строением представляют собой обычные, лишь очень узкие, серийные мультиплеты, иногда же, наоборот, — тонкая структура не может быть объяснена существующей теоретической схемой и, следовательно, требует для своего разъяснения введения новых факторов.

Примеры тонкой структуры, сводимой к обычной серийной мультиплетности, могут быть легко приведены. Общеизвестно, например, что линии щелочных металлов образуют дублетные серии. Уже у калия, где дублеты, происходящие от двойственности P_j -термов, еще очень широки, линии, различающиеся только значениями D_j -термов, располагаются настолько близко друг к другу, что разрешаются с трудом [1]. У лития же и дублеты, происходящие от двойственности P_j -термов, настолько узки, что могут быть разрешены лишь большой дифракционной решеткой или другим прибором с высокой разрешающей силой. Аналогичный пример представляет гелий: по общей серийной схеме линии ортогелия должны быть триплетами; до последнего времени, даже при наблюдении в наиболее мощные приборы, они представлялись двойными; только совсем недавно одновременно Ганзену и Хоустону удалось, охлаждая источник света жидким воздухом и применяя микрофотометрическую регистрацию, обнаружить третью компоненту [2].

„Серийный“ же характер носит и тонкое строение линий водорода и ионизованного гелия. По современной квантовой механике спектры H и He^+ построены аналогично дублетным спектрам щелочных металлов, только некоторые линии располагаются у них аномально близко друг к другу.

Но, как уже указано, не всякое тонкое строение может быть объяснено обычной сериальной схемой. Сюда относится, например, тонкое строение линий ртути, или недавно открытый Шюлером и одновременно Л. Н. Добрецовым и А. Н. Терениным факт [3], что каждая из D -линий натрия, в свою очередь, представляет необычайно узкий дублет. Так же у других щелочных металлов — у Cs и Rb [4] — линии главной серии представляют собой узкие дублеты. Все эти случаи тонкого строения не могут быть объяснены сериальной схемой соответственных атомов. За тонкой структурой такого рода установилось название «сверхтонкой» (hyperfein). Под этим названием должны объединяться все те случаи тонкого строения, которые не находят своего объяснения в обычной сериальной схеме и которые, как мы увидим ниже, повидимому, объясняются наличием магнитных моментов у атомных ядер. Что касается расстояний между компонентами линий со сверхтонким строением, то они, хотя и бывают всегда весьма незначительны, все же не могут служить отличительным признаком структуры этого рода: мы видели на примере ортогелия, что и в случае тонкого строения «сериального типа» расстояния между компонентами бывают настолько малы, что стоят на пределе достижимого современной техникой спектроскопии. В дальнейшем в настоящей статье будет рассматриваться только сверхтонкое, в указанном смысле, строение спектральных линий, причем ради краткости оно будет называться просто тонким строением.

Сериальные мультиплеты находят свое формальное объяснение в векторной схеме, разработанной Гундом, которая изложена в «Успехах физических наук» в предыдущей статье референта (см. т. 10. вып. 1, 1930). Здесь мы лишь кратко напомним, что по этой схеме согласно гипотезе, сделанной Уленбеком и Гаудсмитом, каждому электрону приписывается механический момент σ , численно равный $\frac{1}{2}$

(в единицах $\frac{h}{2\pi}$) и соответствующий ему магнитный момент, равный

одному магнетону Бора; кроме того, каждой электронной орбите, на ряду с главным квантовым числом n , приписывается момент l , могущий принимать для различных орбит значения: 0, 1, 2... Для атома со многими электронами все моменты σ складываются векторially, с соблюдением правил пространственного квантования, в вектор σ , а векторы l — в вектор l ; в свою очередь векторы σ и l складываются в результирующий вектор j , который и определяет состояние всего атома в целом.

Твердо установленные основные положения теории Бора не позволяют сомневаться, что тонкое строение спектральных линий имеет своей непосредственной причиной расщепление соответственных энергетических уровней (или, что то же самое, спектральных термов) на отдельные тесно расположенные подуровни. Формально такое расщепление уров-

ней может быть объяснено введением нового вектора i , складывающегося с вектором j в новый результирующий вектор f . Если сделать предположение, что векторы i и j складываются с соблюдением тех же правил пространственного квантования, которым подчиняется сложение векторов s и l , то численные значения результирующего вектора f будут:

$$\text{и} \quad \left. \begin{aligned} f &= (j+i), (j+i-1), \dots (j-i) && \text{при } j > i \\ f &= (i+j), (i+j-1), \dots (i-j) && \text{при } i > j \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Отсюда следует, что если различным значениям f соответствуют несколько различные энергии, то каждый простой по обычной сериальной схеме уровень (определяемый данным j) должен расщепиться на $2i+1$ подуровней при $j > i$ и на $2j+1$ при $j < i$.

Как мы уже отметили, по гипотезе Уленбека и Гаудемита векторы s_i , формально объясняющие возникновение спектральных мультиплетов, физически характеризуют собой механический и связанный с ним магнитный момент электронов. Плодотворность этой гипотезы подтверждается теми блестящими успехами, которых достигла за последнее время спектральная систематика. После этого естественно, конечно,

предположить, что новый формально-введенный вектор i дает (в единицах $\frac{h}{2\pi}$) механический момент атомного ядра и характеризует связанный с ним магнитный момент. В таком случае расщепление каждого уровня на отдельные подуровни, ведущее к тонкой структуре спектральных линий, будет объясняться различными возможными ориентациями результирующего момента j всей электронной оболочки атома, по отношению к моменту i его ядра.

Первая удачная попытка обосновать эту гипотезу была произведена Гаудемитом и Баком на примере тонкого строения линий висмута [5]. Экспериментально очень тщательно исследованное тонкое строение большого числа линий этого элемента удалось однозначно свести к расщеплению его термов на отдельные подуровни, число ко-

Таблица I

Bi, λ 4722.

Интенсивность	λ	ν
8	4722,6520	21168,640
7	2,6186	63,792
4	2,5740	68,989
1	2,4330	69,621
8	2,3890	69,819
10	2,3325	70,074

торых согласуется со схемой (1). Так, например, линия Bi, λ 4722 Å $^2D_{3/2} - ^2S_{1/2}$, по измерениям Бака, произведенным большой дифракционной решеткой, состоит из 6 компонент, длины волн которых и волновые числа приведены в табл. I.

Графически тонкое строение этой линии изображено в верхней части рис. 1, в нижней части которого представлены уровни $^2D_{3/2}$ и $^2S_{1/2}$ и их расщепление на подуровни. Переходы между отдельными подуровнями происходят согласно обычному правилу отбора: разрешенными

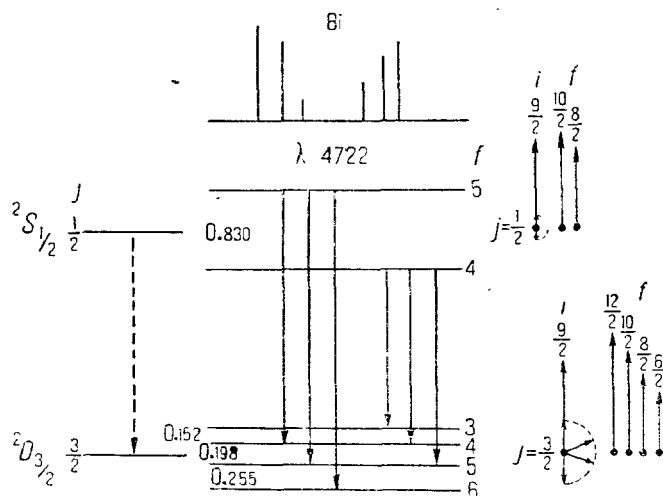


Рис. 1

являются такие переходы, для которых изменения Δf результирующего вектора f будут:

$$\Delta f = \pm 1 \text{ или } \Delta f = 0 \text{ (кроме случая } f_1 = f_2 = 0) \quad (2)$$

Как видно из чертежа, уровень $^2D_{3/2}$ расщепляется на четыре, а уровень $^2S_{1/2}$ — на два подуровня; так как для первого из них $j = \frac{3}{2}$, а для второго $j = \frac{1}{2}$, то в обоих случаях число подуровней равно $2j + 1$.

Отсюда по схеме (1) можно заключить, что i не меньше $\frac{3}{2}$. Косвенные соображения, на которых мы остановимся ниже, заставляют принять $i = \frac{9}{2}$; таким образом результирующий вектор f_2 принимает для терма $^2D_{3/2}$ — значения: 3, 4, 5, 6, а для терма $^2S_{1/2}$ — значения: 4 и 5. Эти

значения приведены справа на чертеже и там же графически представлено сложение векторов j и i в результирующий вектор f .

Таким образом, попытка объяснить тонкое строение спектральных линий приводит к новой и весьма важной гипотезе о наличии у атомных ядер механических и связанных с ними магнитных моментов. До сих пор источники наших сведений об атомных ядрах оставались очень скудными и, конечно, возможность из спектральных наблюдений определять новые характерные для ядер величины — их моменты — может оказаться чрезвычайно существенной для дальнейшего развития всей физики атомных ядер.

Удачная попытка Гаудсмита и Бака поставила перед спектроскопистами задачу пересмотреть с точки зрения гипотезы о магнитных моментах атомных ядер весь имеющийся по тонкому строению спектральных линий эмпирический материал и набрать новый. Предположение, что момент i присущ атомному ядру, а не электронной оболочке, очевидно, экспериментально может быть подтверждено, если удастся на достаточно обширном материале показать, что для каждого данного элемента тонкое строение его линий обуславливается моментом i , имеющим одно и то же значение для всех термов; это требование должно относиться как к дуговым, так и искровым линиям атома, т. е. как к линиям, испускаемым им в нейтральном состоянии, так и в различных стадиях ионизации. В самом деле, атом в нейтральном состоянии и в виде иона обладает совершенно различными электронными оболочками и соответственно с этим спектрами различной мультиплетности; если бы удалось доказать, что во всех этих состояниях атом испускает линии с тонким строением, которое ведет к одним и тем же численным значениям вектора i , то это было бы достаточно убедительным доказательством, что момент i относится не к электронной оболочке, а к атомному ядру. Можно, конечно, обратно пытаться обнаружить, не имеют ли ряды изоэлектронных атомов и ионов, т. е. имеющих одинаковые электронные оболочки (например: Na, Mg^+ , Al^{++} . . .) различные моменты i .

Однако, оказалось, что далеко не весь имеющийся экспериментальный материал по тонкому строению спектральных линий укладывается в намеченную схему. При чем эта неудача только в некоторых слу-

Т а б л и ц а II

Cd $2^3P_1 - 2^3S_1$, λ 4800.

j	$\Delta \nu$
4	— 0,266
3	— 0,060
10	0
1	+ 0,127
2	+ 0,337

чаях могла быть объяснена недостаточной точностью наблюдений. Так обстояло дело, пока Шюлер [6] не высказал чрезвычайно интересную

гипотезу, что различные изотопы одного и того же элемента могут иметь различные моменты атомных ядер. Эту гипотезу Шюлер высказал на основании разбора тонкого строения линий кадмия. В качестве примера возьмем линию $\text{Cd } 2^3P_1 - 2^3S_1$, $\lambda 4800$; эта линия состоит из пяти компонент, средняя из которых наиболее яркая. Расстояния отдельных компонент от этой средней, выраженные в волновых числах, даны в табл. II.

Графически тонкое строение этой линии представлено на рис. 2.

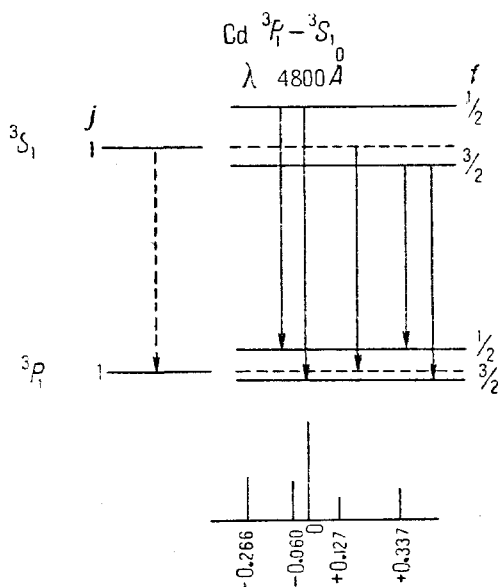


Рис. 2

Если исключить среднюю линию, то четыре остающиеся обнаруживают две постоянные разности волновых чисел $\Delta\nu = 0,203$ и $\Delta\nu = 0,395$ и легко объясняются расщеплением каждого из термов 2^3S_1 и 2^3P_1 на два, что ведет на схеме (1) к $i = \frac{1}{2}$. Для того, чтобы объяснить наличие пятой „лишней“ компоненты, Шюлер в работе, совместной с Баком, сделал предположение, что часть изотопов Cd (у кадмия шесть изотопов) имеют моменты атомных ядер $i = \frac{1}{2}$, в то время как остальная часть не имеет моментов и, следовательно, дает простую линию. Это предположение оправдывается и на остальных линиях кадмия.

Атомные веса изотопов Cd равны: 110, 111, 112, 113, 114, 116. Так

как атомный номер $\text{Cd } Z=58$, то число протонов и электронов в ядрах изотопов Cd дается табличкой:

Т а б л и ц а III

Число протонов	Число электронов	i
110	62	0
111	63	$\frac{1}{2}$
112	64	0
113	65	$\frac{1}{2}$
114	66	0
116	68	0

Которым из этих изотопов следует приписать момент $i=0$, а которым $i=\frac{1}{2}$ — это, конечно, вопрос открытый. Шюлер полагает, что ядра, состоящие из четного числа протонов и электронов, имеют моменты равные 0, состоящие же из нечетного — равные $\frac{1}{2}$. Такое предположение Шюлер мотивирует во-первых тем, что оно ведет к правильному отношению интенсивностей между „лишней“ компонентой и группой остальных компонент в тонком строении линий Cd и во-вторых тем, что цинк, имеющий 4 изотопа с атомными весами 64, 66, 68 и 70, которые все состоят из четного числа протонов и электронов (табл. IV), не обнаруживает на своих линиях тонкой структуры

Т а б л и ц а IV

Zn: $Z=30$.

Число протонов	Число электронов	i
64	34	0
66	36	0
68	38	0
70	40	0

Если гипотеза, сделанная Шюлером, оправдается, то тем самым будет установлен совершенно новый факт, что изотопы одного и того же элемента могут различаться не только атомным весом, но и моментом своих ядер. Вместе с тем оказывается возможным спектроскопически обнаружить изотопы по их линейчатым спектрам; до сих пор спектроскопически различие между изотопами могло быть установлено лишь на молекулярных спектрах.

Кроме Cd Шюлер исследовал также Tl , атомный вес которого (204,4) сильно отличается от целого, что заставляет предположить у Tl наличие изотопов.¹ Здесь также, повидимому, существует „лишняя“ компонента.

¹ По методу Астона Tl до сих пор, в силу экспериментальных затруднений, исследован не был.

Гипотеза Шюлера, что только те изотопы Cd, которые состоят из нечетного числа протонов и электронов, обладают моментом $i = \frac{1}{2}$, ведет еще к одному весьма замечательному следствию, касающемуся механизма построения ядер. Согласно таблице III, изотопы, имеющие момент $i = \frac{1}{2}$, получаются из предыдущих, не имеющих момента, прибавлением одного протона и одного электрона. Но момент свободного электрона равен $\frac{1}{2}$; также свободный протон повидимому обладает моментом $\frac{1}{2}$ — это подтверждается существованием двух сортов молекул водорода — пара- и ортоводорода, открытых Бонгефером и Гартеком [7] и структурой молекулярного спектра водорода. Следовательно, прибавление к ядру одного протона и одного электрона, казалось, должно было бы изменить момент ядра на единицу, или оставить его неизменным (если моменты протона и электрона взаимно компенсируются). Чтобы выйти из этого затруднения, Шюлер полагает, что электрон внутри ядра теряет присущий ему момент [8].

В предыдущей части нашего изложения мы касались лишь вопроса о числе компонент линий с тонким строением. Очевидно, не менее существенным является вопрос о расстояниях между компонентами. По эмпирическим наблюдениям расстояния между подуровнями сильно зависят от вида электронной оболочки. Тонкая структура на искровых линиях, как правило, оказывается значительно шире тонкой структуры дуговых линий того же элемента. Так мы уже отмечали, что линии главной серии Cs являются узкими дублетами, что объясняется расщеплением его нормального терма ($^2S_{1/2}$) на два тесных подуровня; расщепления же его 2P_i -термов уже настолько незначительны, что не могут быть разрешены. По наблюдениям же Е. Ф. Гросса и А. Н. Филиппова [9] целый ряд линий ионизованного цезия (Cs^+) обнаруживает довольно сложную тонкую структуру. Еще резче этот факт выражается у лития: дуговые линии лития не обнаруживают компонент, не охватываемых сериальной схемой, в то время как по Шюлеру искровые линии лития (Li^+) дают тонкое строение, которое может быть объяснено тем, что изотоп лития с атомным весом 7 (Li_7) имеет момент $i = \frac{1}{2}$ (второй изотоп лития (Li_6), повидимому, не имеет момента).

Также по наблюдениям Уайта над P_2 , а Вуда и Кимура над I, искровые линии этих элементов обнаруживают тонкое строение, в то время как дуговые при практически достижимых разрешающих силах, выглядят простыми [10].

Теоретически вопрос о магнитных моментах атомных ядер рассматривался Харгривсом и Ферми (11), при чем этим авторам удалось

показать, что его можно ввести в круг рассмотрений современной квантовой механики. Ферми пытался связать ширину расщепления уровней Cs с абсолютным значением магнитного момента его ядра. По гипотезе Уленбека и Гаудсмита электрон обладает механическим моментом

$$\tau = \frac{1}{2} \left(\text{в единицах } \frac{h}{2\pi} \right)$$

и магнитным моментом

$$m = 1 \text{ (в единицах Боровского магнетона).}$$

Таким образом, магнитный момент электрона, измеренный в единицах Боровского магнетона, в два раза больше его механического момента, измеренного в единицах $\frac{h}{2\pi}$. Вопрос об отношении механического

момента атомного ядра i к его магнитному моменту m а priori остается открытым и для его разрешения требуется разбор имеющегося экспериментального материала с точки зрения квантовой механики. То обстоятельство, что экспериментально численное значение момента i для Cs остается неопределенным, не позволяет сделать однозначных выводов из расчетов Ферми.

Гораздо удачнее обстоит дело в более частном вопросе — в вопросе об относительных расстояниях между компонентами. Здесь достаточно простого предположения, что добавочная энергия, вызванная присутствием момента атомного ядра i , пропорциональна численному значению моментов i и j и косинусу угла между ними (12), т. е.:

$$\Delta W \propto i, j, \cos(i, j).$$

Заменяя косинус через выражение:

$$\frac{f(f+1) - i(i+1) - j(j+1)}{2ij},$$

как это требует современная квантовая механика, получим:

$$\Delta W \propto i \cdot j \left[\frac{f(f+1) - i(i+1) - j(j+1)}{2ij} \right],$$

откуда расстояние между двумя подуровнями, характеризуемыми значениями результирующего вектора $(f+1)$ и f , пропорционально:

$$ij \left[\frac{(f+1)(f+2) - i(i+1) - j(j+1)}{2ij} \right] - \\ - ij \left[\frac{f(f+1) - i(i+1) - j(j+1)}{2ij} \right] = f+1,$$

отсюда расстояния между рядами подуровней, на которые распадается благодаря наличию моментов атомных ядер простой по общей серийной схеме уровень, будут относиться между собой, как $(f+1) : (f+2) \dots$. Так как величина спектральных термов, выраженных в волновых числах,

пропорциональна энергиям, то то же соотношение сохраняется для интервалов, выраженных в волновых числах:

$$\Delta\nu_1 : \Delta\nu_2 : \dots = (f+1) : (f+2). \quad (2)$$

Это правило прекрасно оправдывается на большом числе линий ионизованного Рг исследованных Уайтом; линии этого элемента распадаются на 6 очень характерно расположенных компонент: расстояния между компонентами монотонно убывают в одну сторону. Исследованные линии представляют собой комбинацию различных высоких термов с квинтетным термом 3K_7 , т. е. термом, характеризуемым значением вектора $j=7$; их тонкое строение объясняется расщеплением терма 3K_7 на 6 подуровней.¹ Отсюда непосредственно можно заклю-

чить, что момент атомного ядра Рг $i = \frac{5}{2}$ и что результирующий вектор f принимает для терма 3K_7 значения: $\frac{19}{2}, \frac{17}{2}, \frac{15}{2}, \frac{13}{2}, \frac{11}{2}, \frac{9}{2}$. Тогда по правилу (2) расстояния между подуровнями, а следовательно и между компонентами тонкого строения, должны относиться между собой:

$$\Delta\nu_1 : \Delta\nu_2 : \dots = 19 : 17 : 15 : 13 : 11.$$

В табл. V во втором столбце даны измеренные на спектрограммах расстояния в см^{-1} между компонентами некоторых линий Рг^{IV}, длины волн которых даны в первом столбце; в третьем столбце даны отношения между этими расстояниями. Как видно, эти отношения достаточно близко подходят к отношению 19 : 17 : 15 : 13 : 11.

Т а б л и ц а V

λ в Å	$\Delta\nu$ в см^{-1}	$\Delta\nu_1 : \Delta\nu_2 : \dots$
3940	0,33; 0,29; 0,25; 0,22; 0,18	19,0 : 16,7 : 14,4 : 12,7 : 10,4
3948	0,33; 0,28; 0,25; 0,22; 0,18	19,0 : 16,2 : 14,4 : 12,7 : 11,0
4000	0,32; 0,28; 0,24; 0,21; 0,18	19,0 : 16,6 : 14,3 : 12,5 : 10,7
4100	0,27; 0,24; 0,21; 0,18; 0,15	19,0 : 16,9 : 14,8 : 12,7 : 10,5

Правило (2) может быть использовано, так сказать, и в обратном направлении, т. е. для установления численного значения вектора i , когда оно не может быть установлено непосредственно из числа компонент. На основании именно этого правила и можно утверждать, что момент атомного ядра Вi равен $\frac{9}{2}$. В самом деле, из чертежа 1 видно, что уровень ${}^2D_{3/2}$ висмута расщепляется на четыре подуровня, находящихся друг от друга на расстояниях: 0,152; 0,198; 0,255 см^{-1} ; если $i = \frac{9}{2}$, то f принимает для этих подуровней соответственно значения

¹ Расщепления более высоких термов, повидимому, настолько узки, что не могут быть обнаружены.

3, 4, 5, 6 и, следовательно, расстояния между ними должны относиться, как 4 : 5 : 6, что и выполняется с значительной точностью.

Наконец, чрезвычайно интересным подтверждением указанных точек зрения является работа Бака и Гаудсмита, посвященная эффекту Зеемана на линиях висмута (13). В сильном внешнем магнитном поле момент i должен ориентироваться независимо от результирующего момента электронной оболочки j . По правилам пространственного квантования момент i может при этом ориентироваться $(2i + 1)$ различными способами относительно внешнего магнитного поля. Так как этим различным ориентировкам будут соответствовать несколько различные значения добавочной энергии, то, следовательно, в сильном внешнем магнитном поле каждая компонента обычного Зеемановского расщепления должна состоять из $(2i + 1)$ тесно расположенных компонент. Для висмута $i = \frac{9}{2}$, $(2i + 1) = 10$ и, действительно, Баку удалось наблюдать,

что в сильном магнитном поле каждая из составляющих обычного магнитного расщепления состоит из 10 компонент.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Ferchmin und S. Frisch. *Z. Physik* 53, 326, 1929.
2. — G. Hansen. *Nature*. 119, 237, 1927. W. V. Houston. *Proc. Nat. Ac. Wash.* 13, 91, 1927.
3. H. Schüler. *Natur.* 16, 512, 1928. L. Dobrezov und A. Tereinin. *Natur.* 16, 656, 1928.
4. D. A. Jackson. *Proc. Roy. Soc.* 121, 432, 1929. A. Fillipow und E. Gross. *Naturwiss.* 17, 121, 1929.
5. — S. Goudsmit und E. Back. *Z. Physik.* 43, 321, 1927.
6. H. Schüler und H. Brück. *Z. Phys.* 55, 575, 1929. H. Schüler und H. Brück. *Z. Physik.* 56, 291, 1929.
7. W. Heisenberg. *Z. Phys.* 41, 239, 1927. K. F. Bonhoeffer und P. Harteck. *Sitzber. Akad. d. Wiss. P.* 103, 1929.
8. H. Schüler und H. Brück. *Z. Physik* 58, 735, 1929.
9. A. Fillipow und E. Gross. *Z. Phys.* 42, 77, 1927.
10. R. Wood and Kimura. *Astrophys. J.* 46, 181, 1917.
11. E. Fermi. *Z. Physik.* 60, 320, 1930. J. Hargreaves. *Proc. Roy. Soc.* 124 A, 568, 1929.
12. H. E. White. *Phys. Rev.*, 34, 1397; 1404; 1929. H. E. White. *Phys. Rev.*, 35, 441, 1930. S. Goudsmit and R. Bacher. *Phys. Rev.* 34, 1501, 1929.
13. E. Back und S. Goudsmit. *Z. Physik.* 47, 174, 1928.

Ответственный редактор Э. В. Шпольский.

Ленинградский Областлит № 83743. 62 × 94—9 л. II. 21. Гия № 42196/М. Тираж 3000.

Типография им. Бухарина. Ленинград, ул. Моисеенко, 10.