

## ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

### АНОМАЛЬНАЯ ВТОРИЧНАЯ ЭМИССИЯ

В мартовской книжке „Phys. Rev.“ Мальтером<sup>1</sup> было описано интересное явление, названное им „аномальной вторичной эмиссией“.

Опыт заключался в том, что электронный пучок из обычной электронной пушки направлялся на специальным образом обработанный алюминиевый электрод, служивший катодом вторичной эмиссии, и измерялся ток вторичных электронов в цепи катод вторичной эмиссии — коллектор.

Катод вторичной эмиссии представлял собой алюминиевую пластинку, окисленную электролитическим путем в водном растворе борной кислоты и буры, которая затем помещалась в вакуум и в течение 10 мин. подвергалась действию паров цезия (при 200°), после чего свободный цезий окислялся путем промывания сосуда кислородом.

Такой электрод оказался обладающим весьма замечательными вторично-эмиссионными свойствами. Прежде всего оказалось, что коэффициент вторичной эмиссии  $\sigma$  (отношение числа вторичных электронов к числу первичных) необычайно велик. В некоторых случаях он достигал нескольких тысяч. Мальтер нашел, что ток на коллектор в широком интервале напряжений на коллекторе и в широком интервале скоростей первичных электронов может быть выражен формулой:

$$I_c = \alpha e^{\beta V_c} I_B^\gamma,$$

где  $I_c$  — ток на коллектор, отнесенный к единице площади поперечного сечения первичного пучка,  $V_c$  — напряжение на коллекторе,  $I_B$  — плотность тока в первичном пучке,  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  — постоянные.

Другой особенностью вторичной эмиссии такого электрода явилось то, что вторичный ток не прекращался немедленно по выключении первичного пучка, но лишь постепенно уменьшался до нуля, причем иногда наличие тока в цепи катод вторичной эмиссии — коллектор можно было обнаружить даже по истечении 24 час. Аналогичное затягивание наблюдалось и при включении первичного пучка, особенно в том случае, если предварительно катод вторичной эмиссии подвергался электронной бомбардировке при отрицательном напряжении на коллекторе.

Эти свойства вторичного тока привели автора к следующим заключениям. В результате описанной обработки алюминия на поверхности изолирующей пленки окиси алюминия образуется слой, обладающий значительным коэффициентом вторичной эмиссии. Вследствие вторичной эмиссии этого слоя наружная поверхность пленки окиси алюминия заряжается положительно, благодаря чему вблизи поверхности алюминия создается большой градиент потенциала, вызывающий вырывание электронов.

По мнению автора описанная аномальная вторичная эмиссия является новым эффектом. Это не совсем так, ибо явление того же характера было описано Дембером<sup>2</sup>, наблюдавшим значительное увеличение фоточувствительности и сдвиг порога выхода в сторону длинных волн при одновре-

менном действии света и электронного пучка (также на алюминии), причем, как это было показано дальнейшими исследованиями, эффект имел место лишь в случае окисления поверхности металла.

*Н. Хлебников, Москва*

## ЛИТЕРАТУРА

1. L. Malther, Phys. Rev., 49, 478, 1936.
2. A. Dember, Ann. Phys., 33, 529, 1925.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА ТЕОРИИ $\beta$ -РАСПАДА

Как известно, наиболее характерной чертой радиоактивного  $\beta$ -распада является сплошной энергетический спектр испускаемых электронов. Для того чтобы не вступить в противоречие с законами сохранения энергии и импульса, пришлось допустить существование гипотетической незаряженной частицы очень малой массы — так называемое нейтрино, которая при каждом отдельном акте  $\beta$ -распада вылетает из ядра вместе с электроном; при этом сумма энергий нейтрино и электрона для любого акта распада остается постоянной. Очевидно, что для вычисления этой постоянной величины, знание которой требуется для расчета энергетического баланса некоторых ядерных реакций, нужно определить из экспериментальных данных верхнюю границу  $\beta$ -спектра, т. е. найти энергию тех электронов, которые забирают всю энергию, освобождающуюся при данном акте  $\beta$ -распада. Однако при нахождении верхней границы  $\beta$ -спектра мы встречаемся с тем затруднением, что экспериментально полученные кривые распределения испускаемых радиоактивными элементами электронов по энергиям возле верхней границы плавно спадают к оси энергии, и поэтому без знания закона спадания кривых по ним трудно установить точно, где же находится истинная верхняя граница  $\beta$ -спектра данного активного элемента. Таким образом для правильного определения верхней границы нужно знать закон распределения электронов по энергиям, экстраполяцией которого можно получить искомую величину. Такой закон распределения, очевидно, должна дать теория.

В 1934 г. Ферми<sup>1</sup> создал первую количественную теорию  $\beta$ -распада, предполагая существование нейтрино, которое вместе с электроном освобождается при каждом акте  $\beta$ -распада; при этом сам  $\beta$ -распад рассматривается в этой теории как спонтанный переход нейтрона в протон (внутри ядра), при котором и освобождается электрон и нейтрино, подобно тому, как возникает обычный квант света при переходе возбужденного атома в нормальное состояние. Кроме этого, Ферми было сделано некоторое предположение о взаимодействии тяжелых частиц с полем испускаемых электронов — нейтрино. В дальнейшем Конопинский и Уленбеком<sup>2</sup> было показано, что это предположение о взаимодействии частиц установлено не однозначно. Положив в основу другое предположение о взаимодействии, Конопинский и Уленбек получили видоизмененную теорию  $\beta$ -распада, сохранив в ней, однако, все остальные предположения теории Ферми.

Как теория Ферми, так и видоизмененная теория Конопинского и Уленбека позволяют вычислить распределение электронов по энергиям или по величине импульса. Эти теории дают различные функции распределения. Если обозначить через  $N$  число электронов с импульсом между  $mc\eta$  и  $mc(\eta + \Delta\eta)$ , где  $\eta$  — импульс частицы, измеренный в  $mc$ , то для зависимости  $N$  от импульса или энергии получается следующее выражение:

$$k \left( \frac{N}{f} \right)^{\frac{1}{\alpha}} = C - (E + 1), \quad (1)$$

где  $E$  — энергия электрона, измеренная в  $mc^2$ ,  $k$  — постоянная, а  $f$  — некоторая функция от импульса электрона и от атомного номера распадающегося элемента, которая для данных значений  $\eta$  и  $Z$  может быть вычислена.  $\alpha$  в теории Ферми равно 2, а в видоизмененной теории равно 4.

Отсюда следует, что если справедлива теория Ферми, то, откладывая  $\left(\frac{N}{f}\right)^{\frac{1}{2}}$  в зависимости от энергии электронов, мы должны получить прямую линию; если же справедлива теория Конопинского и Уленбека, то прямая линия должна получиться для зависимости  $\left(\frac{N}{f}\right)^{\frac{1}{4}}$  от  $E$ .

В последнее время проведены некоторые экспериментальные исследования по этому вопросу. Попытаемся кратко разобрать полученный в них материал.

Кюри и др.<sup>3</sup> недавно исследовали распределение по энергиям для электронов, испускаемых искусственно-радиоактивными элементами, возникающими при облучении вещества дейтронами энергии в 5,3 MeV. В их опытах энергии электронов измерялись по искривлению следов в камере Вильсона с магнитным полем. Были исследованы  $\beta$ -спектры для активных элементов  $^{13}\text{N}$ ,  $^{17}\text{F}$ ,  $^{24}\text{Na}$ ,  $^{32}\text{P}$ ,  $\text{Cl}$ ,  $^{41}\text{A}$ ,  $^{42}\text{K}$ , из которых первые два обладают позитронным распадом, а все остальные — электронным. Подсчитывая число электронных следов для различных энергетических интервалов, авторы построили зависимость, выражаемую формулой (1). При этом обнаружилось, что для всех искусственно-радиоактивных элементов линейная зависимость получается при  $\alpha = 4$ , в то время как  $\alpha = 2$  дает

кривую линию. Для  $\text{Cl}$ ,  $^{41}\text{A}$  и  $^{42}\text{K}$  зависимость  $\left(\frac{N}{f}\right)^{\frac{1}{4}}$  от  $E$  изображается

ломаной линией, состоящей из двух прямолинейных участков, что соответствует наложению двух сплошных спектров с различными верхними границами.

Совершенно такие же результаты были получены Лауритсенем и др.<sup>4</sup> В отличие от предыдущих авторов они активировали вещество более медленными дейтронами (около 1000 keV). В их работе были исследованы  $\beta$ -спектры следующих активных элементов:  $^{12}\text{B}$ ,  $^8\text{Li}$ ,  $^{11}\text{C}$ ;  $^{13}\text{N}$ ,  $^{16}\text{N}$ ,  $^{15}\text{O}$ ,  $^{20}\text{F}$ , из которых  $^{13}\text{N}$  и  $^{15}\text{O}$  испускают позитронное излучение, а остальные — электронное.

Отметим, что недавно аналогичные результаты были получены для  $\beta$ -спектров естественно-радиоактивных элементов, а именно: для  $\text{RaE}$  и  $\text{ThC}^5$ .

Таким образом все полученные данные говорят о том, что видоизмененная теория  $\beta$ -распада Конопинского и Уленбека правильно передает форму кривых  $\beta$ -спектров радиоактивных элементов.

Поскольку теория устанавливает определенную закономерность в форме кривых распределения, то этой закономерностью можно воспользоваться для точного нахождения верхней границы  $\beta$ -спектров. Для этого достаточно найти точку пересечения прямой, выражающей зависимость  $\left(\frac{N}{f}\right)^{\frac{1}{4}}$

от  $E$ , с осью энергий. В следующей таблице приведены данные о верхних границах  $\beta$ -спектров, исследованных в упомянутых работах. Во втором столбце приведены значения верхней границы для  $\beta$ -спектров, вычисленные по электронам наибольшей энергии, наблюдаемым в камере Вильсона для данного элемента. Третий столбец дает значения верхней границы,

получаемые экстраполяцией линейной зависимости  $\left(\frac{N}{f}\right)^{\frac{1}{4}}$  от  $E$  к оси

энергий. При рассмотрении таблицы бросается в глаза то обстоятельство, что данные второго и третьего столбцов заметно отличаются друг от друга. Поэтому можно было бы усомниться в правильности экстраполяции линейной зависимости, даваемой теорией Конопинского и Уленбека.

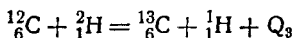
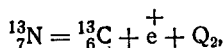
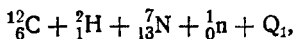
Однако имеется один случай ( $^{13}\text{N}$ ), для которого удается вычислить

Радиоактивный элемент	Наблюдаемая верхняя граница	Экстраполируемая верхняя граница
${}^8_3\text{Li}$	10	11,2
${}^{12}_5\text{B}$	11	13,0
${}^{11}_6\text{C}$	1,15	1,3
${}^{13}_7\text{N}$	1,25	1,45
${}^{15}_8\text{O}$	1,7	2,0
${}^{16}_7\text{N}$	6,0	6,5
${}^{20}_9\text{F}$	5,0	5,9
${}^{13}_7\text{N}$	MeV	MeV
${}^{17}_9\text{F}$		
${}^{24}_{11}\text{Na}$	1,30	1,5
${}^{31}_{14}\text{Si}$	2,1	2,4
${}^{32}_{15}\text{P}$	1,7	1,95
${}^{32}_{15}\text{P}$	1,8	2,05
${}^{17}_{17}\text{Cl}$	1,8	2,15
${}^{41}_{18}\text{A}$	4,8	1,5; 6,1
${}^{42}_{19}\text{K}$	2,7	1,5; 5
	3,5	1,4; 4,4

Лауритсен и др.

Кюри и др.

выделяемую при  $\beta$ -распаде энергию другим путем, а именно из сопоставления энергетического баланса трех следующих реакций:



для величины  $Q_2$  получается значение 1,45 MeV, хорошо согласующееся с данными третьего столбца.

Таким образом можно считать довольно вероятным, что видоизмененная теория  $\beta$ -распада Конопинского и Уленбека правильно описывает явление  $\beta$ -распада как в отношении формы кривой распределения электронов по энергиям, так и в отношении верхней границы  $\beta$ -спектров.

*Л. Грошев, Москва*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Fermi, Z. Physik, **88**, 161, 1934.
2. Konopinski a. Uhlenbeck, Phys. Rev., **48**, 7, 1935.
3. Kurie, Richardson a. Paxton, Phys. Rev., **48**, 167, 1935; Kurie, Richardson a. Paxton, Phys. Rev., **49**, 368, 1936.
4. Fowler, Delsasso a. Lauritsen, Phys. Rev., **49**, 561, 1936.
5. Champion a. Alexander. Nature, **137**, 744, 1936.

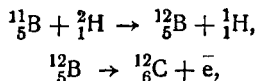
## β-ЧАСТИЦЫ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЙ

Исследуя с помощью камеры Вильсона с магнитным полем (1500 гаусс) распределение по энергиям электронов, испускаемых искусственно-радиоактивными элементами, Лауритсен, Фуллер и др.<sup>1</sup> установили, что для некоторых из этих элементов испускаемые ими электроны обладают энергиями, которые в несколько раз превосходят энергии β-частиц, излучаемых естественно-радиоактивными веществами. Подобные быстрые β-частицы обычно появляются у искусственно-радиоактивных элементов, обладающих очень короткой продолжительностью жизни.

В опытах Лауритсена и др. активные элементы получались облучением вещества дейтронами с энергиями от 600 до 1000 keV при токе около одного микроампера; при этом дейтроны попадали на активируемое вещество в особой тонкостенной трубке, расположенной внутри камеры Вильсона, так что исследование испускаемого активным элементом излучения производилось или во время облучения вещества дейтронами или же непосредственно после его прекращения, что особенно существенно для случая короткоживущих радиоактивных элементов. Рассмотрим некоторые результаты, полученные этими авторами.

<sup>12</sup>B. При облучении бора дейтронами возникает радиоактивный элемент с очень короткой продолжительностью жизни<sup>1, 2</sup>, распадающийся с испусканием отрицательных электронов. Для определения продолжительности жизни этого элемента авторы определяли число электронных следов в камере Вильсона, производя ее расширения через различные промежутки времени после прекращения облучения бора дейтронами. Из этих данных для периода полураспада активного элемента получилось значение, равное приблизительно 0,02 секунды. В дальнейшем, в виду малости периода полураспада, авторы при исследовании электронов, испускаемых радиоактивным веществом, возникающим при облучении бора дейтронами, производили облучение бора во время расширения камеры Вильсона. Правда, здесь возникает дополнительное затруднение в том, что в момент облучения возникают γ-лучи, вызывающие затем в камере электроны, которые накладываются на электроны, испускаемые радиоактивными атомами. Однако специальными дополнительными опытами с поглощающим экраном, помещаемым между облучаемым бором и газом камеры Вильсона, было показано, что создаваемые γ-лучами электроны заметной роли не играют, т. е. наблюдаемые в ней электроны в основном возникают при распаде радиоактивных атомов. Произведенное авторами измерение энергии этих электронов (1773 следа) по отклонению их в магнитном поле показало, что их энергетический спектр является сплошным так же, как и в случае β-частиц естественно-радиоактивных элементов. Этот сплошной спектр имеет верхнюю границу около 11 MeV и дает для средней энергии электронов значение 4,75 MeV. Таким образом мы имеем в этом случае источник очень быстрых электронов.

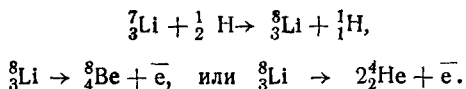
Предполагаемая ядерная реакция для образования рассматриваемого активного элемента может быть написана в следующем виде:



т. е. активным элементом является <sup>12</sup>B.

<sup>8</sup>Li. При облучении лития дейтронами<sup>1, 3</sup> также возникает радиоактивный элемент с короткой продолжительностью жизни. Он распадается с испусканием отрицательных электронов. Для его периода полураспада авторы получили тем же методом, что и в случае бора, значение около 0,5 сек. При исследовании электронов, испускаемых этим активным элементом, расширение камеры Вильсона производилось после прекращения облучения лития дейтронами. Измерение энергии β-частиц показало, что в этом случае наблюдаются частицы с энергиями до 10 MeV. Таким образом и здесь мы имеем очень быстрые электроны.

Предполагаемая реакция следующая:



Активным элементом является  ${}^8_3\text{Li}$ .

Быстрые  $\beta$ -частицы наблюдаются также у ряда других элементов, например у  ${}^{20}\text{F}$ , возникающего при облучении фтористого кальция дейтронами. Для него были обнаружены  $\beta$ -частицы с энергиями вплоть до 6 MeV. Подобные же частицы с энергиями до 5 MeV были обнаружены Кюри, Ричардсоном и Пакстоном<sup>4</sup>, облучавшими вещество (С, О, F, Si, P, Cl, A, K) дейтронами с энергией до 5,3 MeV. При облучении, вещества нейтронами иногда также возникают электроны больших энергий<sup>5</sup>.

В заключение отметим, что в работе Лауритсена и др., а также в работе Кюри, Ричардсона и Пакстона, показано, что для искусственно-радиоактивных элементов, распадающихся с испусканием положительных электронов, верхняя граница сплошного электронного спектра не превышала 2 MeV.

*Л. Грошев, Москва*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Fowler, Delsasso a. Lauritsen, Phys. Rev. 49, 561, 1936.
2. Crane, Delsasso, Fowler a. Lauritsen, Phys. Rev. 47, 887, 1935.
3. Crane, Delsasso, Fowler a. Lauritsen, Phys. Rev. 47, 971, 1935.
4. Kurie, Richardson a. Paxton, Phys. Rev., 49, 368, 1936.
5. Naiduy, Siday, Proc. Phys. Soc., 48, 332, 1936.

#### МАССЫ ЛЕГКИХ АТОМОВ

Недавно Астон<sup>1</sup> вновь определил массы легких атомов с помощью нового масс-спектрографа, достигнув в своих измерениях (метод дуплетов) значительно большей точности, чем это имело раньше. Подобные измерения были проведены для  ${}^1\text{H}$ ,  ${}^2\text{D}$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{14}\text{N}$ . На основании этих данных Олифант<sup>2</sup> рассчитал массы других легких атомов, исходя из известных ядерных реакций, энергетический баланс которых известен теперь с большой точностью. Полученные Олифантом значения приведены во втором столбце таблицы. Поставленные в скобки элементы являются радиоактивными; их массы известны лишь приблизительно. Звездочками отмечены астовские данные, на основании которых Олифант производил свои расчеты. В последнем столбце таблицы помещены последние данные Астона<sup>3</sup>, опубликованные после появления статьи Олифанта. Значения для  ${}^{10}\text{B}$  и  ${}^{19}\text{F}$  полностью совпадают с данными, вычисленными Олифантом. Ошибка в определении масс атомов, по мнению Олифанта, не должна превышать 0,0003 единиц массы. Однако нужно отметить, что в данных Астона для элементов, лежащих дальше бора (за исключением С), точность измерения заметно меньше этой величины.

Особенно интересным является тот факт, что при нанесении на график отклонения массы рассматриваемых элементов от целочисленных значений (масса  ${}^{16}\text{O}$  положена равной 16,0000) в зависимости от массового номера получается плавная кривая, осциллирующая с периодом 4 (рис. 1). Приведенная кривая показывает, что если предполагать построение устойчивых ядер последовательным прибавлением протонов или нейтронов, то наибо-

лее устойчивыми элементами являются  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^8\text{Be}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{20}\text{Ne}$  и т. д. Эта последовательность наводит на мысль о том, что в ядре существуют  $\alpha$ -частицы или некоторые устойчивые конфигурации, возникающие после

Элемент	Масса	Элемент	Масса	
n	1,0091	${}^{10}\text{B}$	10,0161	10,0161 $\pm$ 0,0003
${}^1\text{H}$	1,0081*	${}^{11}\text{B}$	11,0128	
${}^2\text{D}$	2,0147*	( ${}^{12}\text{B}$ )	(12,0153)	
${}^3\text{T}$	3,0171	( ${}^{11}\text{C}$ )	(11,0143)	
${}^3\text{He}$	3,0171	${}^{12}\text{C}$	12,0036*	
${}^4\text{He}$	4,0039*	${}^{13}\text{C}$	13,0073	
${}^6\text{Li}$	6,0167	( ${}^{13}\text{N}$ )	(13,0096)	
${}^7\text{Li}$	7,0180	${}^{14}\text{N}$	14,0073*	
( ${}^8\text{Li}$ )	(8,0190)	${}^{15}\text{N}$	15,0048	
${}^8\text{Be}$	8,0078	${}^{16}\text{O}$	16,0000	
${}^9\text{Be}$	9,0149	${}^{17}\text{O}$	17,0046	
${}^{10}\text{Be}$	10,0164	( ${}^{17}\text{F}$ )	(17,0073)	
		${}^{19}\text{F}$	19,0045	19,0045 $\pm$ 0,0006
		${}^{20}\text{Ne}$		19,9986 $\pm$ 0,0006
		${}^{29}\text{Si}$		28,9864 $\pm$ 0,0008
		${}^{40}\text{A}$		39,9754 $\pm$ 0,0014

каждого добавления  $\alpha$ -частицы. Однако тот факт, что  ${}^8\text{Be}$  является устойчивым элементом и имеет массу, равную 2  $\alpha$ -частицам, не говорит в пользу обособленного существования  $\alpha$ -частиц внутри ядра.

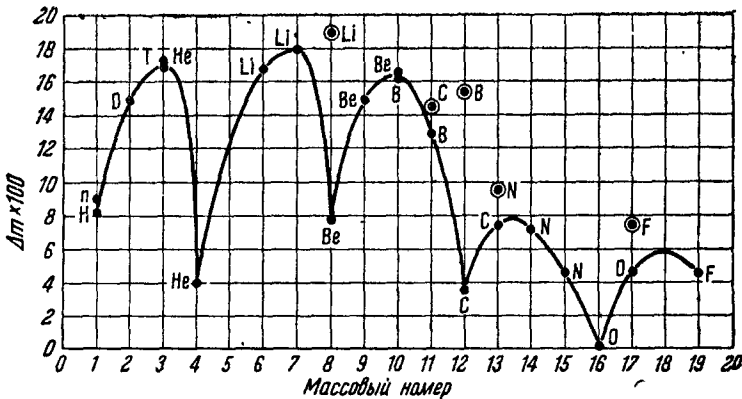


Рис. 1.

Об отношении радиоактивных элементов ( ${}^8\text{Li}$ ,  ${}^{11}\text{C}$ ,  ${}^{12}\text{B}$ ,  ${}^{13}\text{N}$ ,  ${}^{17}\text{F}$ ) к приведенной кривой ничего определенного сказать нельзя в виду неточных значений их масс.

Нужно еще отметить, что для массы нейтрона, взятой как среднее из трех различных преобразований, получается значение, заметно большее, чем это обычно принималось.

*Л. Грошев, Москва*

## ЛИТЕРАТУРА

1. Aston, Nature, 137, 357, 1936.
2. Oliphant, Nature, 137, 396, 1936.
3. Aston, Nature, 137, 613, 1936.



Отв. редактор *Э. В. Шпольский*.

Техн. редактор *В. Н. Диков*.

ОНТИ № 221. Индекс Т-Т-60. Тираж 3 500 + 50 отд. отт. Сдано в набор 3/II 1936 г. Подп. в печать 14/VIII 1936 г. Формат бумаги 62 × 94. Уч.-авт. листов 11. Бумажн. листов 5. Печатных знаков в бумажн. листе 140 000. Заказ № 1088. Уполномоч. Главлита № 44993. Выход в свет август 1936 г.

3-я тип. ОНТИ им. Бухарина. Ленинград, ул. Моисеенко, 10.



## ПРОДОЛЖАЕТСЯ ПОДПИСКА на 1936 г. на журналы

№ по пор	НАЗВАНИЕ ЖУРНАЛА	Периодичность	ПОДПИСНАЯ ЦЕНА	
			на год	на 6 мес.
1	Астрономический журнал . . . . .	6	21.—	10.50
2	Землеведение . . . . .	4	12.—	9.—
3	Труды Ленинградского о-ва естествоиспытателей . . . . .	3	9.—	4.50
4	Журнал геофизики . . . . .	6	15.—	7.50
5	Известия Государственного географического о-ва . . . . .	6	18.—	9.—
6	Почвоведение . . . . .	6	20.40	10.20
7	Бюллетень Московского о-ва испытателей природы. Отдел геологии . . . . .	6	15.—	7.50
8	Мироведение . . . . .	6	12.—	6.—
9	Журнал физической химии . . . . .	12	30.—	15.—
10	Бюллетень Московского о-ва испытателей природы. Отдел биологии . . . . .	6	12.—	6.—
11	Записки Всероссийского минералогического о-ва . . . . .	2	8.—	4.—
12	Журнал экспериментальной и теоретической физики . . . . .	10	20.—	10.—
13	Журнал технической физики . . . . .	12	36.—	18.—
14	Успехи физических наук . . . . .	8	24.—	12.—
15	Журнал общей химии . . . . .	12	30.—	15.—
16	Журнал прикладной химии . . . . .	12	42.—	21.—
17	Успехи химии . . . . .	12	36.—	18.—
18	Микробиология . . . . .	6	24.—	12.—
19	Acta physicochimica . . . . .	12	60.—	30.—

Подписку на журналы и деньги направляйте: Москва 19, Гоголевский бульвар 27. Главной конторе периодических и подписных изданий ОНТИ „Техперидика“.

Подписка принимается с первых номеров 1936 г. отделениями, магазинами и уполномоченными ОНТИ, магазинами КОГИЗ, всеми почтовыми отделениями и письмоносцами.