

приближаются к параллельности с осью абсцисс, т.-е. независимости от скорости. Для аргона существуют, как видно из чертежа, резкое „избирательное“ поглощение с максимумом около 12 volt. Следует заметить, что поток электронов в опытах *Mayer'a* не был достаточно однородным, автор оценивает его условную „ширину“ в 0,5 v. Надо думать, что при электронных бомбах с однородных кривая для аргона получилась бы еще более резкой. Авторы не делают окончательных теоретических выводов из найденных результатов, предплагая дальнейшую разработку найденного ими явления. „избирательного поглощения“ электронов. Отметим чрезвычайно малое значение q для аргона у основания полосы поглощения. Молекула аргона является как бы „прозрачной“ для электронов в противоположность молекулам других изученных газов, для которых „поглощающее сечение“ во всех случаях больше „кинетического сечения“. Изучение q для различных веществ представляет чрезвычайно многообещающий метод для определения пространственной конфигурации молекулярных электро-магнитных полей.

С. Вавилов.

Новое определение заряда атомного ядра.

J. Chadwick. The charge of the Atomic Nucleus and the Law of Force. Phil. Mag. 40, p. 734 (1920).

Заряд атомного ядра является одной из важнейших констант элемента и потому точное определение его представляет собою в высшей степени важную проблему. Уже из ранних наблюдений *Geiger'a* и *Marsden'a* ¹⁾ над рассеянием α — лучей *Rutherford* заключил, что этот заряд равен $\frac{1}{2} Ae$, где A атомный вес элемента, — e заряд электрона. Дальнейшие опыты тех же *Geiger'a* и *Marsden'a* ²⁾ подтвердили это заключение. Однако экспериментальные трудности помешали им произвести определение заряда ядра лишь грубо, с ошибкой в пределах 20%.

Van den Broek ³⁾ высказал гипотезу, что заряд ядра равен атомному номеру Z элемента. Эта гипотеза была превосходно использована *Moseley'ем* в его классической работе о рентгеновских спектрах элементов ⁴⁾ для объяснения открытого им факта линейной зависимости между частотой колебаний соответствующих линий одного и того же ряда (например K — ряда или L — ряда) и некоторым целым числом, изменяющимся на единицу при переходе от элемента к элементу.

Но наиболее прямым методом определения заряда ядра все же остается изучение рассеяния α — лучей. Главная трудность, которая и обусловила собою большую ошибку в опытах *Geiger'a* и *Marsden'a* сводится к тому, что интенсивность первичного и рассеянного пучка очень сильно отличаются друг от друга, и потому приходится прибегать к различным методам для ее измерения в том и другом случае. — По мысли *Rutherford'a*, *Chadwick* осуществил расположение, позволявшее подсчитывать число α — частиц как в первичном, так и в рассеянном пучке, на одном и том же экране из сернистого цинка. Рассеивающий листок имел, в его опытах, форму не маленького кружка, как у *Geiger'a* и *Marsden'a*, но кольца, стягивавшего значительно больший телесный угол. На чертеже R — источник α — лучей,

¹⁾ *Geiger and Marsden. Phil. Mag., 25, p. 604 (1913).*

²⁾ *Geiger and Marsden. Phil. Mag.*

³⁾ *Van den Broek. Phys. ZS. 14, p. 32 (1913).*

⁴⁾ *Moseley. Phil. Mag. 24, p. 1024 (1913); 29, p. 703 (1914).*

S — экран из сернистого цинка. Рассеивающее кольцо AA' расположено так, что $RA=AS$. При таких условиях можно показать, что число рассеянных α -частиц будет

$$\frac{Qntb^2}{64r^2} \left(\log \operatorname{tg} \frac{\varphi_2}{4} - \log \operatorname{tg} \frac{\varphi_1}{4} + \cotg \frac{\varphi_1}{2} \operatorname{cosec} \frac{\varphi_1}{2} - \cotg \frac{\varphi_2}{2} \operatorname{cosec} \frac{\varphi_2}{2} \right),$$

где

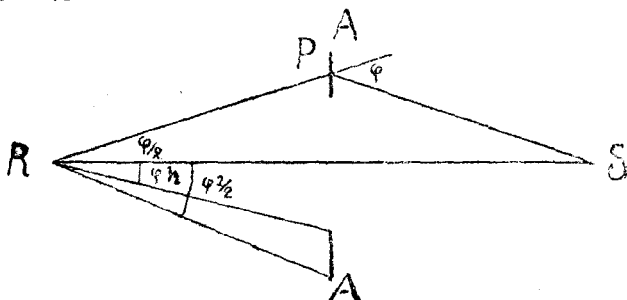
Q = числу α -частиц, испускаемых источником в единицу времени,

n = числу атомов в единице объема листка,

t = толщине листка,

$b = \frac{2E}{mu^2} Ne$, где E , m и u суть соответствующий заряд, масса и скорость α -частицы, а Ne искомый заряд ядра.

Углы φ_1 и φ_2 см. на чертеже.



Число же α -частиц, непосредственно попадающих на единицу поверхности экрана S , очевидно, будет

$$\frac{Q}{4\pi l^2}, \text{ где } l=RS.$$

Нетрудно подсчитать, что если число рассеянных α -частиц будет порядка 30 в минуту, то число α -частиц в первичном пучке будет 30.000 в минуту.

Чтобы, все-таки, можно было считать сцинтилляции в обоих случаях на одном и том же экране, автор прибегал к следующему приспособлению:

Когда считалось число частиц в рассеянном пучке, отверстие кольца закрывалось толстым свинцовым диском; когда же считалось число частиц, в первичном пучке диск убирался и перед экраном на пути пучка пускался в ход вращающийся сектор. Таким образом, наблюдаемое число частиц могло быть как угодно уменьшено, а зная отверстие сектора, легко было по наблюдаемому числу определить и полное число частиц в первичном пучке.

Опыты производились с платиной, серебром и медью. Результаты их сопоставлены в следующей таблице.

	Атомный номер.	Заряд ядра.
Платина	78	77,4
Серебро	47	46,3
Медь	29	29,3

Таким образом, в пределах 1% точности число элементарных зарядов ядра равно атомному номеру элемента.

Попутно с этим *Chadwick* исследовал вопрос о зависимости силы от расстояния вблизи от ядра. Именно, *Darwin*¹⁾ показал, что если сила

¹⁾ Darwin. Phil. Mag. 27, p. 499 (1914).

изменяется с расстоянием по формуле $\frac{1}{r^2}$, то число рассеянных α -частиц, в зависимости от скорости будет, caeteris paribus, —

$$\left(\frac{1}{u^2} \right) \frac{2}{p-1},$$

где u — скорость α -частиц в первичном пучке. Для того, чтобы изменять эту скорость перед источником, располагалось то или иное число слюдяных листков. В результате оказалось, что количество рассеянных α -частиц обратно пропорционально четвертой степени скорости т.е. $p=2$. Можно подсчитать, что в случае платины быстрые α -частицы приближаются к ядру на расстояние 7.10^{-12} ст., медленные — на расстояние 14.10^{-12} ст. Отсюда следует, что закон Кулона выполняется еще на расстояниях порядка 10^{-11} ст. от ядра.

Э. Шпольский.

Электрические диполи в жидких диэлектриках.

J. Herweg. Die elektrischen Dipole in flüssigen Dielektrikis. Phys. ZS. 21, p. 572 (1920).

Кинетическая теория диэлектриков, предложенная в 1912 году *Debye*'ем, объясняет отклонения от классической формулы *Clausius-Mossotti*, обнаруживающиеся в некоторых жидких диэлектриках. По теории *Debye*'я, внутри молекул, кроме эластично связанных электронов, имеются еще жесткие электрические диполи с постоянным моментом. Экспериментальная работа *Ratnowsk*'ого (в 1913 г.), казалось бы, подтвердила существование таких диполей в некоторых органических соединениях, но, как долагает автор реферируемой заметки, в вычислениях *Ratnowsk*'ого вкралась ошибка и, по ее исправлению, результаты работы нельзя признать согласными с теорией *Debye*'я. Приступая к новой экспериментальной проверке теории *Debye*'я, автор заметки приходит прежде всего к заключению, что: 1) нельзя рассматривать поляризацию жидкого диэлектрика, пренебрегая смещением эластично связанных электронов; 2) нельзя ожидать определенного ответа от опытов, если они производятся с той степенью точности, как у *Ratnowsk*'ого.

Последнее соображение заставило автора заметки разработать очень совершенный способ наблюдения весьма малых изменений диэлектрической постоянной. Идея этого метода заключается в следующем. В исследуемый жидкий диэлектрик погружаются обкладки небольшого конденсатора, включенного в контур, в котором возбуждаются электрические колебания, с помощью генераторной лампы.

Этот контур связан (слабо) с другим таким же контуром, в котором (с помощью переменной емкости) устанавливается число колебаний, отличающееся от первого контура на 1000 колебаний в секунду. Телефонная трубка включается в цепь лампы второго контура, позволяет следить за числом колебаний, сравнивая звук телефона и звук камертона, делающего 1000 колебаний в секунду. Это позволяет весьма точно наблюдать за изменением числа колебаний. Так, например, если первый контур настроен на 1.000.000 колебаний в секунду, а второй на 1.001.000, то звук телефона совпадает со звуком камертона, если же число колебаний первого контура изменится всего лишь 10^{-6} , т.е. сделается равным 1.000.001, — между звуком телефона и