

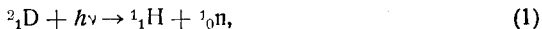
РЕФЕРАТЫ

ЯДЕРНЫЙ ФОТОЭФФЕКТ

Как уже сообщалось ранее в этом журнале¹, Чадвику и Гольдгаберу удалось показать, что при облучении тяжелого водорода γ -лучами ThC'' появляются протоны, возникающие при расщеплении дейтона γ -квантом. Вскоре после появления статьи Чадвика и Гольдгабера была опубликована работа Сицларда и Чальмерса², в которой авторы показали, что тот же самый эффект разрушения ядра γ -квантом—ядерный фотоэффект—наблюдается также при облучении бериллия γ -лучами радия. В дальнейшем этот результат был подтвержден рядом работ, выполненных в других лабораториях³. В реферируемой новой статье Чадвика и Гольдгабера⁴ вопрос о разрушении ядер γ -лучами рассмотрен более подробно. В этой работе исследовано большее число элементов; однако положительные результаты получены лишь для случая тяжелого водорода и бериллия—элементов, обладающих наименьшими дефектами масс.

Тяжелый водород

В случае тяжелого водорода ядерная реакция должна протекать по следующей формуле:



при этом, ввиду малого импульса γ -кванта и приблизительного равенства масс нейтрона и протона, освобождающаяся в реакции энергия ($h\nu - W$, где W —энергия связи нейтрона и протона в дейтоне) распределяется между обеими частицами приблизительно поровну.

Возникающие в рассматриваемом процессе протоны авторы обнаружили следующим образом. Наполненная тяжелым водородом ионизационная камера, соединенная с линейным усилителем и осциллографом, подвергалась облучению γ -лучами ThC'' (препарат RdTh , эквивалентный по γ -лучам 9 z Ra), и производилось наблюдение числа отбросов осциллографа, вызываемых ионизацией газа камеры тяжелыми частицами. Контрольные опыты показали, что увеличение числа отбросов сверх фона имеет место лишь для тяжелого водорода и полностью отсутствует для случая обычного водорода или азота. Из этих опытов следует, что дополнительные отбросы осциллографа, наблюдаемые в присутствии γ -лучей, вызываются протонами, возникающими при расщеплении дейтонов γ -квантами.

По величине отбросов осциллографа авторы смогли вычислить энергию протонов. Для нее было найдено значение 240 kV (ошибка не больше 30 kV). Зная энергию протона и нейтрона*, можно по энергии падающего γ -кванта (2,6 MeV) вычислить энергию связи нейтрона и протона в дейтоне. Для нее получается значение около 2,1 MeV (2,6—0,5).

Для определения вероятности рассматриваемого процесса авторы провели аналогичные опыты с источником в виде активного слоя $\text{Th} (\text{B} + \text{C})$. По числу испускаемых этим источником квантов (энергия 2,6 MeV) можно вычислить эффективное сечение для разрушения дейтона γ -квантом, если

* Они приблизительно равны.

Исчерпывающей теории указанных свойств экстрафокальных съемок до сих пор не дано. Вуд связывает появление отдельных полос с монотонным изменением постоянной решетки в отдельных участках и возникающими благодаря этому добавочными фокальными свойствами отдельных частей решетки. Бродерсен и Цейзинг указали на связь этих полос с духами. Вырезая щелью, помещенной в фокальной поверхности решетки, лишь основную линию и задерживая духи, они получали равномерное освещение в пределах полоски, получившейся при этих условиях за фокусом.

известно число дейтонов в ионизационной камере и число наблюдаемых отбросов осциллографа. Для случая γ -излучения ThC' для эффективного сечения получалось значение $6,6 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$, довольно хорошо согласующееся со значением, вычисляемым из теории Бете и Пайерлса⁵ ($8 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$).

Возникающие в реакции (1) нейтроны могут быть обнаружены по вызываемой ими искусственной радиоактивности, если они для увеличения создаваемого ими эффекта предварительно замедляются парафином. Однако для количественного исследования более удобным является другой метод, основанный на том факте, что медленные нейтроны, попадая в ядра лития или бора, вызывают их разрушение, сопровождающееся испусканием тяжелых заряженных частиц, которые могут быть обнаружены с помощью ионизационной камеры. В этом методе обнаружения нейтронов ионизационная камера покрывается с внутренней стороны слоем лития или бора и обычным образом соединяется с линейным усилителем и осциллографом. Преимущество этого метода заключается в том, что упомянутые реакции разрушения протекают для случая медленных нейтронов с очень большой вероятностью, благодаря чему камера в этих условиях работает с большим коэффициентом полезного действия. Помещая такую камеру вместе с источником γ -лучей и тяжелой водой в парафин, авторы установили наличие большого числа нейтронов, возникающих при расщеплении дейтонов γ -квантами. Например, для источника RdIh в 8 мг и 15 см^3 тяжелой воды они наблюдали больше чем 2 тыс. отбросов в час, при фоне (в отсутствие γ -лучей) 40 отбросов в час. Этим методом авторы сравнивали величину эффекта расщепления дейтонов γ -лучами ThC' и Ra ; при этом оказалось, что рассчитанный на одну и ту же γ -интенсивность эффект в первом случае в 27 раз больше, чем во втором. Однако отсюда нельзя еще заключить, что в первом случае создается в 27 раз больше нейтронов, чем во втором. Дело в том, что нейтроны, возникающие в том и другом случае, обладают различными скоростями, а следовательно, имеют различные пробеги в парафине и неодинаковые вероятности для разрушения ядер лития или бора, и поэтому камерой учитываются они в различных отношениях.

Тем же методом авторы воспользовались для сравнения числа нейтронов, вылетающих из тяжелой воды в направлении падающих γ -лучей и под углом 90° к ним. Эти опыты показали, что во втором случае число нейтронов приблизительно в два раза больше, чем в первом; таким образом нейтроны из тяжелой воды распределяются под углом несимметрично.

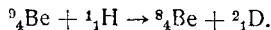
Б е р и л л и й

Приблизительно такие же опыты, как в случае тяжелой воды, были произведены с бериллием. Здесь для расщепления ядра γ -квантом энергетически возможны две реакции



Следующие факты указывают на то, что процесс расщепления протекает, по всей вероятности, по формуле (2).

1. Вычисляемая из (2) разность масс ${}^9_4\text{Be}$ и ${}^8_4\text{Be}$ согласуется с данными, полученными Резерфордом, Кемптоном и Олифантом для той же величины из реакции



2. При облучении γ -лучами ионизационной камеры, покрытой с внутренней стороны слоем бериллия, не наблюдается дополнительных отбросов осциллографа. Отсутствие ионизирующих частиц в этом случае можно объяснить тем, что они имеют очень малый пробег и не могут быть обнаружены в камере. Это, очевидно, может иметь место в случае реакции (2).

3. Опыты по поглощению нейтронов, возникающих при облучении бериллия γ -лучами, показывают, что здесь не имеется медленных нейтронов.

Однако, если бы процесс разрушения протекал с образованием трех частиц (3), то такие нейтроны должны были бы существовать.

Возникающие при расщеплении бериллия нейтроны легко могут быть обнаружены с помощью камеры с литием. Сравнение величины эффекта расщепления для источников $RdTh$ и Ra одинаковой γ -интенсивности показало, что во втором случае эффект приблизительно в два раза больше, чем в первом. Однако и здесь нельзя по этой цифре сравнивать число нейтронов в том и другом случае, поскольку нейтроны имеют различную энергию.

Для установления границы ядерного фотоэффекта для Be авторы поступали следующим образом. Наполненная гелием ионизационная камера подвергалась облучению нейтронами, возникающими в Be под действием γ -лучей ThC'' (энергия 2,6 MeV). Затем по величине отбросов осциллографа определялась максимальная энергия атомов отдачи, по которой можно было вычислить максимальную энергию попадающих в камеру нейтронов. Зная ее, можно по соотношению масс нейтрона и 9Be рассчитать всю энергию, освобождаемую в реакции (2). Для нее получалось значение, равное приблизительно 1 MeV. Отсюда для границы фотоэффекта на бериллии получается $2,6 - 1 = 1,6$ MeV. Браш, Ланге и другие⁶, работая с рентгеновыми лучами, нашли, что расщепление Be с испусканием нейтрона уже имеет место для квантов с энергией, меньшей 2 MeV. С другой стороны, Арцимович и Палибин⁷ показали, что для квантов с энергией до 1,3 MeV этот эффект полностью отсутствует. Как видно, приведенное для границы значение укладывается в пределы, установленные двумя последними работами.

Величину эффективного сечения для разрушения ядра бериллия γ -квантом удалось оценить лишь косвенно, путем сравнения числа нейтронов, выбиваемых из бериллия и тяжелой воды γ -лучами ThC'' . Для $h\nu = 2,6$ MeV $\sigma_{Be} = 10^{-28}$ см².

Измерение числа нейтронов, выбиваемых из Be в направлении γ -лучей и под углом 90° к ним, показало, что в этом случае распределение нейтронов по углам приблизительно симметрично.

Попытки расщепить γ -квантами ядра других элементов привели во всех случаях к отрицательным результатам.

В заключение отметим, что изучение ядерного фотоэффекта может в значительной мере способствовать разрешению сложного вопроса о строении атомного ядра.

Л. Грошев, Москва

ЛИТЕРАТУРА.

1. Успехи физич. наук, 14, вып. 8, 953, 1934.
2. Szilard a. Chalmers, Nature, 134, 494, 1934.
3. Grosse a. Agruss, Phys. Rev., 47, 93, 1935; Ridenaur, Shinohara, Jost, Phys. Rev., 47, 318, 1935; Meitner, Naturwiss. 22, 759, 1934; Brasch, Lange, Szilard, a. others, Nature, 134, 880, 1934; Gentner, C. R. 199, 1211, 193.; 200, 311, 1935; Amaldi, D'Agostino, Fermi, Pontecorvo, Rasetti a. Segré, Proc. Roy. Soc., 149, 522, 1935.
4. Chadwick a. Goldhaber. Proc. Roy. Soc., 151, 479, 1935.
5. Bethe a. Peierls. Proc. Roy. Soc., 148, 146, 1935.
6. Brasch, Lange, Szilard a. others, Nature, 134, 880, 1934.
7. Arzimowitsch u. Palibin, Phys. Z. Sowjet. 7, 245, 1935.

СКОРОСТИ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ

Как известно, предварительно прошедшие через парафин или воду нейтроны вызывают в некоторых веществах очень большую искусственную радиоактивность, а также испытывают сильное поглощение в ряде элементов. Ферми объяснил это тем, что при прохождении через содер-

жащие водород вещества нейтроны теряют часть своей энергии, сталкиваясь с протонами, и постепенно уменьшают свои скорости до скоростей теплового равновесия, которые, как известно, зависят от температуры. Если учесть еще то обстоятельство, что эффективное сечение для создания радиоактивного атома при захвате медленного нейтрона ядром возрастает с уменьшением скорости нейтрона, то можно ожидать, что на величину вызываемой медленными нейтронами искусственной радиоактивности будет влиять температура воды или парафина, через которые нейтроны проходят. Действительно, Мун и Тилман¹ установили, что медленные нейтроны вызывают эффект различной величины, когда они проходят через парафин, находящийся один раз при комнатной температуре, а другой раз при температуре жидкого воздуха. Во втором случае искусственная радиоактивность в серебре или родии была приблизительно на 25% больше, чем в первом. Отсюда авторы делают заключение, что большая часть нейтронов, вызывающих искусственную радиоактивность в Ag и Rh, имеет энергии, сравнимые с энергиями теплового движения.

После дующие опыты Ферми^{2*}, а также Лукирского и Царевой³ подтвердили существование температурного эффекта, обн руженного Муном и Тилманом. При этом Лукирский и Царева показали, что ввиду поглощения нейтронов в парафине увеличение вызываемого нейтронами эффекта при уменьшении температуры наблюдается лишь для не очень толстых слоев охлаждаемого парафина. В слоях значительной толщины увеличение активности нейтронов при низкой температуре может скомпенсироваться уменьшением их числа вследствие большего поглощения их в парафине при низкой температуре. Действительно, эти авторы наблюдали, что для слоя охлаждаемого парафина толщиной в 10 см никакого температурного эффекта не существовало, в то время как при толщине слоя в 0,8 см этот эффект достигал 45%.

С другой стороны, Деннинг, Пеграм, Финк и Митчель⁴, применяя в виде индикатора для медленных нейтронов ионизационную камеру с литиевыми стенками, не обнаружили влияние температуры на величину эффекта. Однако в их работе было установлено, что нейтроны, прошедшие через воду при температуре жидкого воздуха, поглощаются в кадмии немного сильнее (на 5%), чем нейтроны, прошедшие через воду при обычной температуре. К сожалению, результаты этих авторов не могут быть однозначно интерпретированы.

Более определенные результаты о наличии нейтронов с тепловыми скоростями были получены Ферми с сотрудниками, а также Фришем и Соренсеном⁶. В опытах Ферми⁶ на краю большого вращающегося диска располагались два индикатора медленных нейтронов, между которыми на разном расстоянии помещался источник нейтронов. Параллельно плоскости диска располагалось большое парафиновое кольцо. Если все нейтроны обладают большими скоростями, то они будут попадать на оба индикатора в одинаковом количестве, создавая в них равную активность. Если же имеются нейтроны со скоростями, сравнимыми со скоростью вращения диска, то первый индикатор, расположенный от источника в направлении, обратном к направлению движения, за время пребывания этих нейтронов в парафине успеет переместиться к месту их выхода из парафинового кольца, в то время как второй индикатор будет "убегать" от этих медленных нейтронов. Поэтому первый индикатор при быстром вращении колеса должен приобретать большую активность, чем второй, что в действительности и было обнаружено.

В опытах Фриша и Соренсена⁶ замедленные парафином нейтроны проходили сначала через вращающийся деревянный диск (скорость приблизительно $9 \cdot 10^3$ см/сек; толщина диска 2 см) и помещенную непосредственно за ним диафрагму из кадмия** и затем попадали на две ионизационные

* Заметим, что первые опыты Ферми, проведенные в этом направлении, дали отрицательный результат.

** Кадмий сильно поглощает медленные нейтроны и поэтому может быть применен для их диафрагмирования.

камеры (с нанесенным на стенки бором), расположенные под углами 45° и 135° по отношению к направлению движения диска. При прохождении через вращающийся диск нейтроны испытывают ряд столкновений с протонами; при этом скорость вращения прибавляется к скорости нейтронов. Если нейтроны обладают скоростями, сравнимыми со скоростью вращения диска, то по выходе из него они должны давать асимметрическое угловое распределение. Для нейтронов больших скоростей подобная асимметрия не должна иметь места. Проведенные авторами опыты показали, что расположенная под углом в 45° ионизационная камера давала на 40% большее число отбросов, чем другая. Из грубого расчета результатов опыта следует, что большая часть нейтронов, сильно поглощаемых в Cd, обладает скоростями, сравнимыми с тепловыми.

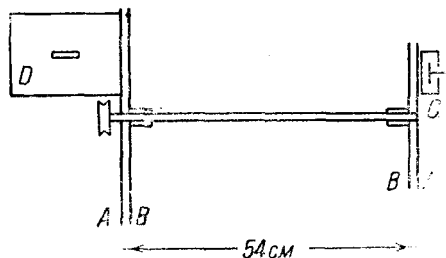


Рис. 1. А—вращающийся диск с кадмиевыми секторами, В—неподвижный диск с кадмиевыми секторами, С—ионизационная камера, D—парафин с источником нейтронов, окруженный кадмием

состояла из четырех дюралюминиевых* дисков с нанесенными на них секторами из Cd. Эти секторы имели величину в $3,7^\circ$ и были сдвинуты друг относительно друга на угол $3,5^\circ$. Два дюралюминиевых диска закреплялись неподвижно, а два других имели общую ось и могли приводиться

в движение с различной скоростью. С одной стороны дисков располагался источник медленных нейтронов, с другой—индикатор, ионизационная камера с литиевыми стенками (рис. 1). Если бы все выходящие из парафина нейтроны имели очень большие скорости, то, выйдя из отверстия в двух первых дисках, они все попали бы на индикатор через соответствующие отверстия во вторых дисках, так как за то ничтожное время, которое

требуется им для прохождения расстояния от источника до индикатора, подвижные диски не успели бы повернуться на заметный угол. Иначе будет обстоять дело, если в пучке имеются медленные нейтроны с тепловыми скоростями. В этом случае второй подвижный диск успеет повернуться на заметный угол, пока медленные нейтроны движутся от источника до индикатора; поэтому эти нейтроны попадут не в отверстие второго диска, а в их кадмиевый сектор и в нем задержатся, вследствие чего уменьшится число отбросов в ионизационной камере. При заданной

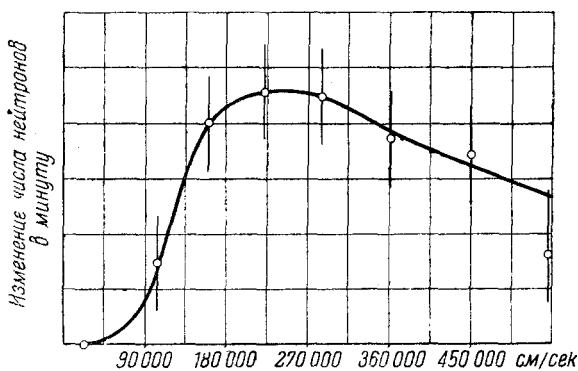


Рис. 2.

* Дюралюминий „прозрачен“ для медленных нейтронов.

скорости вращения дисков в кадмиевых секторах будут поглощаться все медленные нейтроны вплоть до некоторой предельной скорости, величина которой будет возрастать при увеличении быстроты вращения дисков. Поэтому наблюдаемое при переходе от одной скорости вращения диска к другой уменьшение числа отбросов ионизационной камеры вызывается тем, что в камеру перестают попадать нейтроны определенного спектрального участка, ширину и положение которого можно определить по геометрическим условиям опыта и по быстрой скорости вращения дисков. Сопоставляя изменения числа отбросов ионизационной камеры для нейтронов различных спектральных участков, можно установить распределение медленных нейтронов по скоростям, что и было сделано в работе Деннинга, Пеграма, Финка, Митчеля и Сегрэ. Рис. 2 показывает кривую распределения нейтронов по скоростям, полученную этими авторами. Вертикальные черточки на кривой указывают вероятные ошибки. Кривая имеет максимум между 2 и 3 кл/сек. Однако этот максимум не имеет большого значения, так как в этой кривой не учтено то обстоятельство, что нейтроны различных скоростей обладают неодинаковыми эффективностями при разрушении лития и поэтому могут учитываться камерой в различном процентном отношении.

Рассматривая приведенные результаты, можно заключить, что в настоящее время существование нейтронов с тепловыми скоростями является твердо установленным фактором.

Л. Грошев, Москва

ЛИТЕРАТУРА

1. Moon a. Tillman, Nature, **135**, 904, 1935.
2. Fermi, La Ricerca Scientifica, VI, 1, No 11—12.
3. Lukirsky a. Zarewa, Nature, **136**, 681, 1935.
4. Denning, Pegram, Fink, Mitchell, Phys. Rev., **47**, 888, 1935; **48**, 265, 1935.
5. Amaldi, d'Agostino, Fermi, Pontecorvo, Segré. La Ricerca Scientifica, VI, 1, No 11—12.
6. Frisch, Sorensen, Nature, **136**, 258, 1935.
7. Denning, Pegram, Fink, Mitchell, Segré, Phys. Rev., **48**, 704, 1935.

НОВЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ СВЕТОГО ДАВЛЕНИЯ

Как известно, основное затруднение, возникающее при экспериментальном определении величины давления света, состоит в том, что при этих экспериментах существует радиометрический эффект, накладывающийся на эффект светового давления. Возникновение радиометрического эффекта обусловлено наличием газа, окружающего тонкие пластинки, на которые оказывает давление свет.

Чтобы обойти указанное затруднение, можно пользоваться двумя различными методами: или пытаться создать условия, при которых радиометрический эффект будет равен нулю, или путем сопоставления результатов соответственно подобранных измерений исключить влияние радиометрического эффекта.

П. Н. Лебедев в своих классических опытах, доказавших впервые существование светового давления, пошел по второму пути¹. Никольс и Хелл², наоборот, экспериментировали при давлении газа, соответствующем нулевому радиометрическому эффекту. Однако Лебедев вполне основательно указывал, что результаты опытов Никольса и Хелла не обладают той принципиальной убедительностью, какой обладают результаты его собственных опытов³.

Дело в том, что невозможно доказать прямым экспериментом равенство нулю радиометрического эффекта при опытах по определению светового

давления. Однако дальнейшие исследования пошли не по пути, столь блестяще начатом П. Н. Лебедевым, а по пути, лежащем ближе к методу Никольса и Хелла. В связи с совершенствованием вакуумной техники более поздние опыты⁴ по измерению светового давления производились при весьма высоком вакууме, и путем экстраполяции результатов к давлению газа, равному нулю, в этих опытах к к бы переходили к условиям, соответствующим радиометрическому эффекту, равному нулю.

Однако так же, как и в работе Никольса и Хелла, необходимость пользования известной гипотезой о зависимости величины радиометрического эффекта от давления сильно снижает принципиальную убедительность этих экспериментов.

На этот недостаток указывает в своей недавно появившейся работе Г. Кастеллиц⁵. Г. Кастеллиц разработал для измерения светового давления чрезвычайно простой и остроумный метод, являющийся по существу усовершенствованием метода П. Н. Лебедева. Кастеллиц, так же как и Лебедев, не стремится уничтожить радиометрический эффект, но весьма просто исключает его из двух измерений.

Из рис. 1 ясен принцип метода Кастеллица. На коромысло крутильных весов прикрепляется зачерненная пластинка, образующая с ним угол в 45° ,

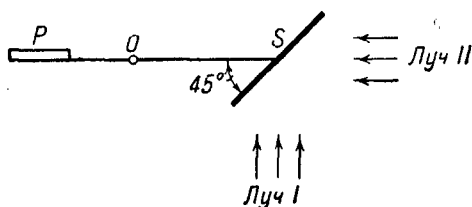


Рис. 1.

как это изображено на рисунке. O — обозначает ось вращения, S — зачерненную пластинку, P — противовес. Первое измерение поворота крутильных весов производится при падении светового луча на пластинку S по направлению I , второе — при падении луча по направлению II . Легко видеть, что в первом случае сила светового давления будет

сообщать коромыслу весов некоторый вращающий момент, величина которого будет равна произведению этой силы на плечо коромысла. Во втором случае падающая радиация не сообщает коромыслу никакого вращающего момента, ибо направление луча проходит через ось. Ограниченная радиация в обоих случаях носит диффузный характер и имеет одну и ту же величину, сообщая поэтому коромыслу равные импульсы.

С другой стороны, радиометрический эффект будет иметь в обоих случаях одно и то же значение благодаря симметричному расположению пластинки по отношению к обоим направлениям лучей.

Таким образом совершенно ясно, что если взять разность углов поворота в первом и во втором случаях, то эта разность будет равна углу поворота, вызванному только световым давлением. Этим методом полностью исключается радиометрический эффект и определяется величина светового давления. Напомним, что П. Н. Лебедев освещал при своих экспериментах противоположные стороны пластинки. Метод Кастеллица более надежен, ибо при нем работает все время одна и та же сторона, и градиент температуры внутри пластинки не является существенным.

Так же как и Лебедев, Кастеллиц производил измерения не просто угла поворота весов, а смещения нуля колебаний коромысла при освещении пластинки. Измерения производились при давлениях газа порядка 10^{-6} мм Hg. Размеры частей крутильных весов были следующие:

Площадь пластинки	11×14 мм ²
Толщина	9 μ
Длина плеча коромысла	10,5 мм
Длина кварцевой нити подвеса	около 30 мм
Толщина нити подвеса	6—10 μ

Источником света служила лампа накаливания (кинолампа) в 650 W. Измерения производились при трех различных значениях тока накала.

Если по одной оси откладывать углы поворота при первом направлении луча, а по другой — углы поворота при втором направлении, результаты измерений при различных давлениях газа хорошо укладываются на прямые линии с наклоном в 45° . Это является подтверждением того, что действительно в обоих случаях радиометрический эффект одинаков. Эти прямые не проходят через начало координат, что и является доказательством существования светового давления. Отрезки, отсекаемые прямыми на оси ординат, дают величины углов поворота, вызванных световым давлением. Чем больше освещение, тем выше проходит соответствующая прямая. Обработав полученные результаты, Кастеллиц получил вместо теоретического равенства $p = \frac{E}{c}$ следующее равенство

$$p = 1,04 \frac{E}{c},$$

где p — давление, E — падающая в 1 сек энергия, c — скорость света. Он рассматривает этот результат как предварительный и предполагает в дальнейшем добиться еще большей точности.

В. Фабрикант, Москва

ЛИТЕРАТУРА

1. P. N. Lebedev, Rapp. près du Congrès de Phys., 2, 133, Paris, 1900; ЖРФХО, ч. физ. 33, 53, 1901. Ann. d. Phys., 6, 433, 1901; Давление света. Классики естествознания, ГИЗ, 1922.
2. E. F. Nichols и G. F. Hull, Phys. Rev., 13, 293, 1901; Ann. d. Phys., 12, 225, 1903.
3. П. Н. Лебедев. Собрание сочинений, Москва 1913, стр. 395.
4. A. Golsen, Ann. d. Phys., 73, 624, 1924; M. Bell и S. E. Green, Proc. Phys. Soc., 45, 320, 1933.
5. H. Casteliz, Z. Physik, 96, 677, 1935.