

резонансной частоты от H_M свидетельствовала, что резонансные кривые действительно относились к переходу

$$2^3 S_{1/2} \left(m = +\frac{1}{2} \right) \rightarrow 2^3 P_{1/2} \left(m = -\frac{1}{4} \right).$$

Типичная резонансная кривая показана на рис. 2.

Значение H_M определялось по кривой графически и затем по формуле (4) определялось ν_0 , т. е. частота, соответствующая переходу $2^3 S_{1/2} \rightarrow 2^3 P_{1/2}$ в отсутствии магнитного поля. Оценка ошибок показала, что наибольшая возможная погрешность в определении ν_0 составляет $\pm 100 \text{ Мгц}$. Статистическая ошибка значительно меньше — $\pm 10 \text{ Мгц}$.

Полученное авторами среднее значение — $14\,020 \text{ Мгц}$ — на $1,4\%$ выше теоретического — $13\,820 \text{ Мгц}$, причём и то и другое несколько выше, чем наиболее точные значения, полученные спектроскопически в видимой области спектра.

Авторы расценивают свои измерения как предварительные, причём указывают, что в случае однократно ионизованного гелия может быть достигнута точность бо́льшая, чем в случае водорода, ибо здесь отсутствует осложняющая измерения сверхтонкая структура.

Г. Р.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Я. А. Смородинский, УФН **39**, 325 (1949).
2. В. Ф. Вейскопф, УФН **41**, 165 (1950).
3. W. E. Lamb and M. Skinner, Phys. Rev. **78**, 539 (1950).

ИЗМЕРЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ СВЕТА НА ЗЕРКАЛО, ПОМЕЩЁННОЕ В ПРЕЛОМЛЯЮЩУЮ СРЕДУ

Классические опыты П. Н. Лебедева, так же как и более поздние измерения давления света на зеркало, производились в вакууме. Между тем, согласно теоретическим предсказаниям, давление света должно существенно зависеть от показателя преломления той среды, в которую помещено зеркало. Значительные трудности, стоящие на пути осуществления соответствующего эксперимента, послужили, повидимому, причиной того, что до сих пор (в течение полувека!) это теоретическое предсказание оставалось неподтверждённым на опыте. Правда, опытами Барлоу¹, наблюдавшего появление вращательного момента при пропускании в косом направлении светового луча через стеклянный кубик, было показано существование светового давления на границе двух прозрачных диэлектриков с различными показателями преломления. Однако эти опыты носили качественный характер и, кроме того, могли служить только косвенным подтверждением вывода о зависимости светового давления на зеркало от показателя преломления среды.

Поэтому осуществление автором реферируемой заметки² прямых измерений этой зависимости представляет первостепенный интерес. Нельзя, конечно, ~~х~~ согласиться с автором, что они не могут служить пробным камнем для выбора между уже отвергнутыми старыми корпускулярными теориями света, электромагнитной теорией и квантовомеханическими представлениями. Так вопрос не стоит. Однако, вопреки утверждению автора, такие опыты имеют не только иллюстративное, но и в некотором отношении решающее значение. В рамках современной электродинамики до самого последнего времени отсутствовала ясность в выборе выраже-

X
...

ния для плотности количества движения электромагнитного поля в среде. В течение длительного времени оживлённо дискутировались два выражения — одно, предложенное Минковским³:

$$g = \frac{1}{4\pi c} \text{ [DB]}, \quad (1)$$

и другое, предложенное Абрагамом:

$$g = \frac{1}{4\pi c} \text{ [EH]}. \quad (2)$$

Только в самое последнее время И. Е. Тамму⁴ удалось убедительно показать несостоятельность аргументации Абрагама и справедливость выражения (1). Однако и по сей день многие авторы, особенно иностранные, отдают предпочтение выражению Абрагама. Между тем, эти выражения приводят к различной зависимости давления света на зеркало от показателя преломления среды. В самом деле, если показатели преломления зеркала и среды равны соответственно n и n' , то давление света на зеркало равно

$$p = gv(1+r), \quad (3)$$

$$\text{где } r = \left(\frac{n - n'}{n + n'} \right)^2$$

— коэффициент отражения зеркала и v — скорость света в среде.

Учитывая, что для прозрачной изотропной среды

$$D = n^2 E \text{ и } B = H,$$

имеем:

согласно (1)

$$P_M = \frac{1+r}{4\pi c} nS \quad (4)$$

и согласно (2)

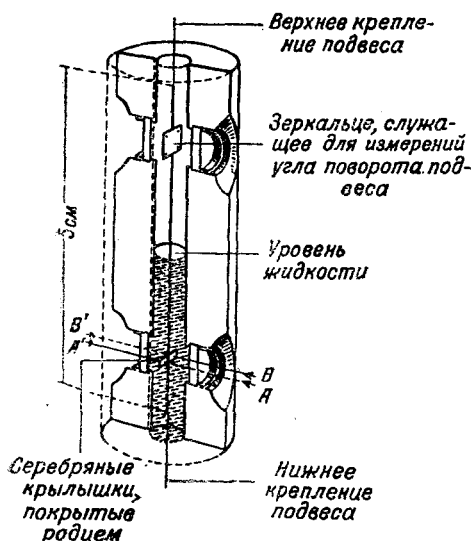
$$P_A = \frac{1+r}{4\pi c n} S = \frac{1}{n^2} P_M, \quad (5)$$

где $S = \frac{c}{4\pi} \text{ [EH]}$ — вектор Умова-Пойнтинга падающего на зеркало светового потока в среде.

Таким образом, экспериментальное определение зависимости P от n даёт непосредственный критерий для выбора между (1) и (2).

Измерения производились с помощью установки, показанной на рисунке. На короткопериодном (менее 1 сек.) унифицированном подвесе укреплялся лёгкий стержень, несущий пару миниатюрных крылышек ($5 \times 2 \times 0,1 \text{ мм}$), изготовленных из серебра и покрытых (в целях повышения коэффициента отражения) родием. Нити, поддерживающие стержень, находились в натянутом состоянии, причём как вниз, так и вверх они были жёстко закреплены, во избежание горизонтальных смещений стержня под действием сил поверхностного натяжения жидкости, заполняющей сосуд.

Во всех экспериментах по измерению светового давления основные трудности связаны с необходимостью устранения влияния побочных эф-



фектов, а именно: радиометрического эффекта и конвекционных токов. Уменьшение помех, обусловленных конвекционными токами, достигалось в данном случае возможным уменьшением размеров как самих крылышек, так и сосуда, в котором они помещались. С другой стороны, автор опирался на исследования Тира⁵, показавшего, что радиометрический эффект для большинства газов при атмосферном давлении становится исчезающе малым.

На опыте непосредственно измерялся угол θ закручивания подвеса под действием давления света постоянной интенсивности, падающего на крылышки, причём та часть сосуда, в которой располагались крылышки, попеременно заполнялась либо воздухом, либо жидкостью с известным показателем преломления. Угол закручивания, составлявший около 10^{-5} радиана, измерялся фотоэлектрически по отклонению луча, отражённого от верхнего зеркала (см. рис.). Для увеличения измеряемого эффекта использовалась пара встречных лучей, направляемых первоначально так, как показано на рисунке стрелками A' , B , а затем переносимых (переключением) в положение A , B' , и определялось происходящее при этом изменение угла θ .

Автор указывает, что в воздухе, после перемещения лучей из положения A' , B в положение AB' , новое равновесное положение подвеса устанавливалось настолько быстро, насколько это позволяли его механические параметры. Напротив того, когда крылышки были погружены в жидкость, процесс установления равновесного положения после переключения луча протекал в три фазы: 1) в течение примерно 1 сек. угол θ достигал некоторого, характерного для данных условий, значения, затем 2) в течение нескольких секунд величина угла уменьшалась до значения, лежавшего в различных случаях между 20 и 30% первоначального, и, наконец, 3) угол вновь возрастал, достигая значений, превышающих первоначальное в 1—5 раз, в зависимости от условий. Автор полагает, что вторая и третья фазы обуславливались, соответственно, возникновением разности температур между лицевой и оборотной сторонами крылышек и конвекционными эффектами. Поскольку эффект давления света является мгновенным, а термические эффекты требуют для своего развития известного времени, постольку в качестве меры светового давления в жидкости должно быть выбрано первоначальное равновесное значение угла θ .

В качестве источника света использовалась вольфрамовая лампочка накаливания, причём, для обеспечения одинакового спектрального состава (одинакового значения вектора Умова-Пойнтинга) при измерениях в воздухе и в жидкости, на пути лучей ставился сосуд с той же жидкостью, выполнявший роль светового фильтра.

Автор указывает, что точность измерений была невысока и рассматривает свои измерения как предварительные. Помимо малости измеряемого угла θ одним из источников ошибок являлось броуновское движение, создававшее погрешности порядка 10%. Фактором, существенно упрощавшим измерения и увеличивавшим их точность, являлось то, что автор ограничился относительными измерениями и определял не самую величину светового давления в жидкости, а её отношение к давлению в воздухе, т. е. отношение

$\frac{\theta \text{ (в жидкости)}}{\theta \text{ (в воздухе)}}$. Результаты измерения приведены в таблице (на стр. 466).

Нетрудно видеть, что в условиях данного опыта согласно (4)

$$\frac{P_{\text{жидкость}}}{P_{\text{воздух}}} = n^2 \left(\frac{1 + n_0}{n + n_0} \right)^2 \frac{1 + \left(\frac{n - n'}{n + n'} \right)^2}{1 + \left(\frac{1 - n'}{1 + n'} \right)^2}, \quad (6)$$

Среда	Показатель преломления	$\frac{\theta \text{ (в жидкости)}}{\theta \text{ (в воздухе)}}$	
		измеренное	для одинаковых S в среде
Вода	1,33	1,36	1,31
Этиловый эфир	1,35	1,44	1,39
Этиловый спирт	1,36	1,42	1,37
Ксилол	1,50	1,50	1,44
Бензол	1,50	1,53	1,47
Нитробензол	1,55	1,50	1,44
Сероуглерод	1,63	1,65	1,59

где n_0 — показатель преломления материала, из которого сделано окошко, пропускающее световые лучи внутрь сосуда.

Полагая

$$|n'| \gg n, |n - n_0| \ll 1 \text{ и } |1 - n_0| \ll 1,$$

имеем:

$$\frac{\theta_{\text{жидк}}}{\theta_{\text{возд}}} = \frac{P_{\text{жидк}}}{P_{\text{возд}}} \cong n. \quad (7)$$

Если $\frac{\theta_{\text{жидк}}}{\theta_{\text{возд}}}$ отнести к одинаковым значениям вектора Умова-Пойнтинга S в среде (эти величины приведены в последнем столбце таблицы), то согласно (4) (с точностью до различия в коэффициенте отражения) равенство (7) выполняется строго:

$$\left(\frac{\theta_{\text{жидк}}}{\theta_{\text{возд}}} \right)_S = n. \quad (8)$$

В то же время согласно (5) эта величина должна быть равна $\frac{1}{n}$. Сопоставление с результатами наблюдений недвусмысленно свидетельствует в пользу выражения (4) — световое давление на зеркало оказывается прямо пропорциональным показателю преломления среды, в которую погружено зеркало. Тем самым вопрос о правильном выражении для плотности количества движения электромагнитного поля решается однозначно, в соответствии с соображениями, высказанными И. Е. Таммом. Любопытно, что на эту сторону вопроса сам автор не обратил внимания.

Г. Розенберг

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. G. Barlow, Proc. Roy. Soc. A 37, 1 (1912).
2. R. V. Jones, Nature 167, 439 (1951).
3. См., например, В. Паули, Теория относительности. Гостехиздат, 1947.
4. И. Е. Тамм, Основы теории электричества. Гостехиздат, 1949.
5. J. D. Teat, J. Opt. Soc. Am. 11, 135 (1923).

ПРЯМОЕ ДОКАЗАТЕЛЬСТВО КОСМИЧЕСКОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ ВОДОРОДА В ВЫСОКИХ СЛОЯХ АТМОСФЕРЫ

Ещё в 1933 г. Вегард¹ высказал гипотезу, что водород, линии которого изредка наблюдаются в спектрах полярных сияний, попадает в верхние слои атмосферы не из приземных слоёв, а вторгается в земную атмосферу в виде протонов в составе корпускулярных потоков извергаемых Солнцем. Сильное подтверждение эта гипотеза нашла, в частности, в обнаруженном недавно Вегардом² размытии и смещении коротковолновому концу спектра линии H_{α} в спектре полярного сияния, наблюдавшегося в Осло в ночь с 23 на 24 февраля 1950 г.

Определение скорости водородных атомов по спектрам полярного сияния, имевшего место 30 сентября 1950 г. под Арнприором (США, Онтарио), осуществлённое автором реферируемой заметки^{3,5}, не оставляет сомнения в справедливости этой гипотезы.

Спектрографирование велось одновременно из двух пунктов: из Арнприора — примерно вдоль силовых линий магнитного поля — и из Итаки (расположенной в 330 км к югу от Арнприора) — перпендикулярно силовым линиям. При этом в обоих случаях спектрографировалась одна и та же область дуги полярного сияния. Положение и характер водородной линии H_{α} ($\lambda = 6563 \text{ \AA}$) оказались в обоих спектрах различными. На спектрограмме, полученной в Итаке, эта линия располагалась у $\lambda = 6563 \text{ \AA}$ и была размыта как в коротковолновую, так и в длинноволновую часть спектра примерно на 10 $\text{\AA}$. На спектрограмме, полученной в Арнприоре, уширение линии в красную часть спектра составляло около 10 $\text{\AA}$, в фиолетовую же часть спектра линия простиралась примерно до 6530 $\text{\AA}$.

Таким образом, среднее смещение линии в сторону коротких волн составляло примерно 15 $\text{\AA}$, а максимальное смещение в ту же сторону — более 30 $\text{\AA}$.

Из этого можно было заключить, что атомы водорода в зоне полярного сияния двигались к Земле со средней скоростью 675 км/сек, максимальная же скорость их движения к Земле достигла 1350 км/сек. Такие значения скоростей и их направление (вдоль силовых линий к Земле) являются несомненным свидетельством того, что водородные атомы проникли в земную атмосферу извне в виде заряженных частиц — протонов — и не успели ещё полностью израсходовать имевшийся у них запас энергии. Что касается уширения водородной линии в спектре, полученном из Итаки, то оно очевидным образом обусловлено как рассеянием атомов в результате соударений, так и спиралевидным характером их движения вокруг силовых линий магнитного поля. Составляющая скорости, перпендикулярная силовым линиям, равнялась примерно 450 км/сек.

Аналогичный результат был получен Мейнелом⁴ при наблюдении полярного сияния, имевшего место в ночи с 18 на 19 и с 19 на 20 августа 1950 г. в районе Итаки. В ночь с 19 на 20 августа дуга сияния располагалась в магнитном зените точки наблюдения, и спектрографирование, так же как и в Арнприоре, велось в направлении силовых линий магнитного поля. Контур полученной при этом водородной линии H_{α} был асимметричен, причём максимум был смещён в коротковолновую часть спектра на 60 $\text{\AA}$, что соответствовало средней скорости водородных атомов по направлению к Земле 2800 км/сек. Максимальная скорость движения атомов водорода по направлению к Земле достигала в этом случае 3200 км/сек⁶. Таким образом, скорость протонов до их проникновения в атмосферу Земли должна была превышать 3300 км/сек,

что значительно больше, чем дают определения иными методами 800—1600 км/сек).

При спектрографировании в направлении, перпендикулярном магнитным силовым линиям, максимум линии H_{α} оставался несмещённым, но сама линия была симметрично уширена в обе стороны примерно на 6 Å.

Поскольку сияние, исследованное Мейнелом, было весьма мощным (индекс магнитного возмущения $K=9$), в то время как мощность сияния, к которому относятся измерения Гартлейна, была невелика ($K=5$), постольку можно предполагать, что существует связь между мощностью сияния и энергией протонных потоков, проникающих в атмосферу.

Большой геофизический интерес полученных результатов не вызывает сомнения.

Г. Розенберг

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. См., например, И. А. Хвостиков, Свечение ночного неба. Изд. АН СССР, 1948.
2. L. Vegard, Nature **165**, 1012 (1950).
3. C. W. Gartlein, Nature **167**, 277 (1951).
4. A. B. Meinel, Science **112**, 590 (1950).
5. C. W. Gartlein, Phys. Rev. **81**, 463 (1951)
6. A. B. Meinel, Astrophys. J. **113**, 50 (1950).

МНОГОЩЕЛЕВОЙ ЗАТВОР

В технике современного физического эксперимента существенную роль играют методы получения и регистрации кратковременных световых импульсов. Проблема регистрации весьма кратковременных импульсов встает при изучении взрывов, ударных волн, явлений детонации, горения, процессов релаксации самой различной физической природы, при изучении фосфоресценции малой длительности, флуоресценции и т. д. Эта задача весьма существенна и в оптической локации.

В связи с этим значительный интерес представляет собой выдвинутая С. М. Райским и Е. Я. Пумпером¹ идея многощелевого затвора, позволя-

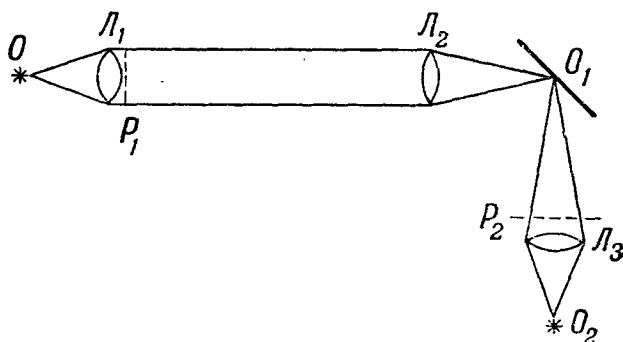


Рис. 1.

ющего получать и регистрировать кратковременные световые импульсы. При малых временах экспозиции пользование обычным шторным затвором затруднено: скорость движения затвора должна быть велика и сама щель затвора достаточно узка, пропуская, таким образом, мало света. В многощелевом затворе шторка заменена решёткой с рядом параллель-