

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКСОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

530

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ  
И АСТРОНОМИИ АКАДЕМИИ НАУК СССР****(Москва, 23—24 апреля 1969 г.)**

23 и 24 апреля 1969 г. в конференц-зале Физического института им. П. Н. Лебедева состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский, Новые исследования теплового и вынужденного молекулярного рассеяния света.
2. А. А. Бердыев, Н. Б. Лежнев, Акустические исследования жидкостей на сверхвысоких частотах.
3. А. Г. Масевич, Некоторые проблемы эволюции звезд.
4. М. А. Гинцбург, Нелинейные волны в космической плазме.
5. А. Я. Киппер, О некоторых теоретических вопросах образования магнитных полей звезд и туманностей.
6. В. А. Акуличев, Л. Р. Гаврилов, В. Г. Гребинник, В. А. Жуков, Г. Либман (ГДР), А. П. Маныч, Л. Д. Розенберг, Ю. И. Рудин, Г. И. Селиванов. Влияние ультразвука на формирование треков частиц высоких энергий в жидководородной пузырьковой камере.
7. Г. А. Смоленский, Р. В. Писарев, И. Г. Синий, Исследование магнитооптических явлений в ферро- и антиферромагнетиках.

Ниже приводится краткое содержание некоторых докладов.

**В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский.** Новые исследования теплового и вынужденного молекулярного рассеяния света

В докладе, прочитанном И. Л. Фабелинским, основное внимание было уделено двум новым явлениям, которые впервые наблюдались авторами доклада и их сотрудниками.

Новое явление в тепловом рассеянии — тонкая структура крыла линии Рэлея (ТСК) — состоит в том, что в узком участке крыла (таким крылом характеризуются спектры рассеяния довольно большого числа жидкостей) наблюдается дублет<sup>1</sup>. В этом исследовании принимали участие Е. В. Тиганов (Кемерово) и Л. М. Сабиров (Самарканд).

Другое новое явление — вынужденное рассеяние света в крыле линии Рэлея (ВРК) — обнаружено около четырех лет назад<sup>2</sup>. Речь шла о последних исследованиях авторов, касающихся особенностей этого явления и некоторых его применений. В этом исследовании принимал участие Ю. И. Кызыласов (г. Кемерово).

В докладе в самой краткой форме было рассказано о прогрессе, достигнутом в измерениях скорости и поглощения гиперзвука по взаимному положению и ширине компонент Манделштама — Бриллюэна, начатых авторами<sup>3</sup> с применением газовых лазеров; затем этот метод нашел широкое распространение, как метод исследования гипер акустических свойств различных сред<sup>4</sup>.

При изучении явления ТСК выяснилось, что расстояние между максимумами дублета имеет различную величину для разных жидкостей и заключено в пределах  $(4-10) \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ . Явление изучено в жидких анилине, нитробензоле, салоле и хинолине.

Предполагается, что ТСК обусловлено модуляцией рассеянного света флуктуациями анизотропии, вызванными поперечными гиперзвуковыми дебаевскими волнами. Это предположение было подтверждено измерениями зависимости  $\Delta\nu_r$  от  $\sin(\vartheta/2)$ , которая оказалась линейной. Позже явление ТСК наблюдалось в шести жидкостях Стигменом

и Стойчевым<sup>5</sup>, которые также получили линейную зависимость  $\Delta v_T$  от  $\sin(\Phi/2)$  и присоединились к объяснению природы ТСК, предложенному авторами<sup>1</sup>. Кроме того, авторы выполнили поляризационные наблюдения рассеянного света, которые также свидетельствуют в пользу сделанного предположения о природе ТСК.

Если высказанное объяснение правильно, то ТСК должна описываться формулами теории Леонтовича и Рытова, которые дают распределение интенсивности в спектрах света, рассеянного на той части флуктуаций анизотропии, которые вызваны флуктуацией сдвига<sup>6</sup>. Измерение расстояния между компонентами дублета для разных жидкостей дало скорость гиперзвука от 200 до 600 м/сек и модуль сдвига  $u \sim 10^9$  дин/см<sup>2</sup>. Изучена<sup>7</sup> кинетика изменения ТСК в жидком салоле при изменении  $\eta$  от  $10^{-3}$  до  $10^9$  пуаз (рис. 1). В температурном интервале от  $+120$  до  $46^\circ\text{C}$  ( $\eta \sim 10^{-3}$ – $10^{-1}$  пуаз) наблюдается ТСК такого же характера, как в хиолине и других маловязких жидкостях<sup>1, 5</sup>.

В интервале температур от  $45$  до  $3^\circ\text{C}$  ТСК наблюдать не удалось. Начиная с  $3^\circ\text{C}$  снова появляется дублет, который напоминает собой «поперечные» компоненты рассеянного света в стеклах<sup>8</sup>. Истолкование температурной зависимости  $\Delta v_T$  (рис. 1) при малых вязкостях ( $\eta \sim 10^{-3}$ – $10^{-1}$  пуаз) встречает затруднение. По-видимому, в теории явления должно быть учтено, что время релаксации анизотропии и максвелловское время релаксации — различные величины. Если предположить, что для малых вязкостей модуль ориентационной упругости  $\mu_a = \eta/\tau_a$  ( $\tau_a = 4\pi a^3 \eta / 3kT$ ), то  $\mu_a \sim NkT$ , где  $N$  — число молекул в  $1\text{ см}^3$ . Оценка  $\mu_a$  из этого выражения дает правильную величину и даже близкую температурную зависимость, но вряд ли к такому выражению для  $\mu_a$  можно относиться как к обоснованному.

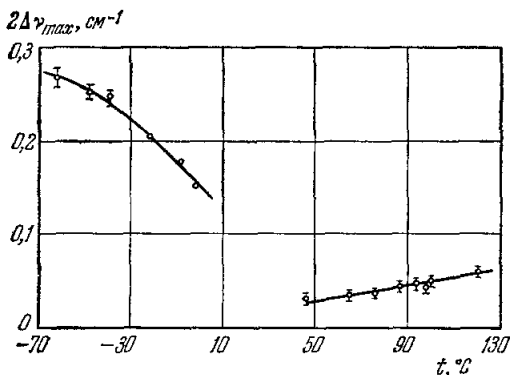


Рис. 1. Температурная зависимость  $(2\Delta v_T) \approx (2\Delta v_{\max})$  — расстояния между компонентами тонкой структуры крыла линии Рэлея в салоле<sup>7</sup>.

вынужденном рассеянии крыла линии Рэлея; показано, что такое взаимодействие может служить причиной появления антистоксовых и большого числа стоксовых компонент ВРМБ в жидкостях, состоящих из анизотропных молекул<sup>9</sup>.

В излучении ВРК при рассеянии назад ( $\Phi = 180^\circ$ ) ранее предпологаались<sup>10</sup>, а теперь найдены<sup>11</sup> сверхкороткие или пикосекундные импульсы излучения длительностью  $t_s \leq 10^{-11}$  сек.

Сверхкороткие импульсы при ВРК регистрировались с помощью методики двухфотонной люминесценции. Рассеянный свет проходил через сосуд с раствором родамина-6Ж в этиловом спирте и, отразившись от зеркала, возвращался назад. Если в излучении присутствуют короткие импульсы, то в местах их встречи в люминесцирующем растворе должны наблюдаться максимумы двухфотонной люминесценции.

По расстоянию между этими максимумами можно определить время между двумя соседними импульсами, а по их ширине — длительность импульса. ВРК возбуждалось гигантским импульсом рубинового лазера мощностью  $\sim 150$ – $200$  Мвт и длительностью  $\sim 16^{-8}$  сек, сфокусированным внутрь сосуда с нитробензолом.

На рис. 2, б виден максимум двухфотонной люминесценции, показывающей, что в излучении ВРК было не менее двух сверхкоротких импульсов. Такие импульсы

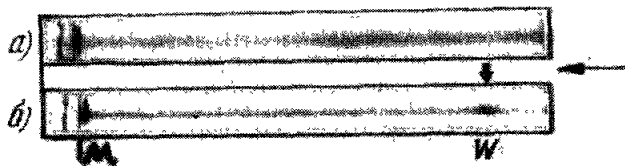


Рис. 2. Фотография двухфотонной люминесценции: а) возбуждающего излучения; б) света, рассеянного нитробензолом.

W — максимум двухфотонной люминесценции, показывающий существование пикосекундных импульсов при вынужденном рассеянии света в крыле линии Рэлея<sup>11</sup>.

удавалось зарегистрировать лишь в том случае, если в спектре рассеянного света наблюдалось интенсивное стоксово ВРК общей протяженностью  $\sim 0,5-1,5 \text{ см}^{-1}$ .

Существованием сверхкоротких импульсов ВРК объясняется<sup>10, 11</sup>, почему в спектре ВРК обычно наблюдается полоса вместо узкой линии, как этого можно было ожидать из предсказаний стационарной теории. Сверхкороткие импульсы ВРК могут иметь длительность  $t_s \sim \tau$ , где  $\tau$  — время релаксации анизотропии, и, следовательно, их спектральная ширина  $(\Delta\Omega)_{\max} \sim 1/\tau$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Старунов, Е. В. Тиганов, И. Л. Фабелинский, Письма ЖЭТФ 5, 317 (1967).
2. Д. И. Маш, В. В. Морозов, В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский, Письма ЖЭТФ 2, 41 (1965).
3. Д. И. Маш, В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский, ЖЭТФ 47, 783 (1964).
4. I. L. Fabelinskii, V. S. Starunov, Appl. Optics 6, 1793 (1967).
5. G. J. A. Stegeman, B. P. Stoicheff, Phys. Rev. Lett. 21, 202 (1968).
6. И. Л. Фабелинский, Молекулярное рассеяние света, М., «Наука», 1965.
7. I. L. Fabelinskii, L. M. Sabirov, V. S. Starunov, Phys. Lett. 29A, 414 (1969).
8. Л. М. Сабиров, В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский, Письма ЖЭТФ 8, 399 (1968).
9. Ю. И. Кызыласов, В. С. Старунов, Письма ЖЭТФ 7, 160 (1968).
10. Ю. И. Кызыласов, В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский, Письма ЖЭТФ 9, 383 (1969).
11. Ю. И. Кызыласов, В. С. Старунов, Письма ЖЭТФ 9, 648 (1969).

**А. А. Бердыев, Н. Б. Лежнев.** Акустические исследования жидкостей на сверхвысоких частотах

Доклад представляет собой обзор акустических экспериментов в жидкостях на высоких и сверхвысоких частотах, а также результаты, полученные в лаборатории молекулярной акустики Физико-технического института АН Туркменской ССР.

Экспериментальные исследования параметров жидкостей на сверхвысоких акустических частотах проводились как оптическим методом исследования тонкой структуры линии рэлеевского рассеяния света, где используется некогерентное излучение фононов, так и прямыми методами, в которых когерентный звук генерируется искусственным пугем. Если еще несколько лет назад эти экспериментальные методы разделяли область частот, простирающихся почти на два порядка, то в настоящее время усилиями советских и зарубежных ученых этот экспериментальный пробел ликвидирован.

Теоретические представления и экспериментальные факты показывают, что ультразвуковая релаксация в жидкостях проявляется в очень широком диапазоне частот. Разработанная авторами акустическая аппаратура для областей частот  $10^7-3 \cdot 10^9 \text{ гц}$ , где использованы новые материалы и методы генерации и приема СВЧ звука, позволила получить более полные представления о механизме релаксационных эффектов в ряде индивидуальных и вязких жидкостей, а также растворов электролитов.

За последние годы в связи с развитием радиоэлектронной и полупроводниковой техники возникли совершенно новые возможности получения СВЧ звука и его применения для исследования жидкого состояния, которые в перспективе позволят более глубоко изучать жидкое состояние вещества акустическими методами.

**М. А. Гинцбург.** Нелинейные волны в космической плазме

В первой части доклада изложены работы автора по ускорению частиц в нелинейных волнах с магнитным полем в окрестности Земли и на Солнце<sup>1</sup>.

Во второй части решена задача о растекании сильно неоднородной плазмы. Начальная плотность меняется как  $C/r^2$ , где  $r$  — расстояние от оси, причем дебаевский радиус нельзя уже считать характерным размером. Если плотности ионов  $n = C/r^2$ , а электроны не успели еще отойти от ионов,  $n_e = C_1/r^2$ , но в то же время успели распределиться по Больцману:  $n_e = e^{\phi} (T_e \gg T_i)$ , то в плазме автоматически устанавливается электрическое поле  $E = 2/r$ , которое и запирает электроны в потенциальную яму, к ионам.

Была исследована эволюция во времени плазмы и поля для трех случаев: сферического плазмоида ( $S$ ), цилиндрического шнура ( $C$ ) и плоского слоя ( $P$ ). Основные результаты: 1) возникает импульс скорости, поля и плотности, бегущий со скоростью  $v_0$ ;  $v_0 > u_s$ , где  $u_s$  — скорость ионного звука, к которой нормированы все скорости

на рис. 1 и 2; 2) в области позади импульса имеет место эффект инверсии скорости, которая направлена теперь к центру. Абсолютная величина скорости растет (эффект ускорения ионов).

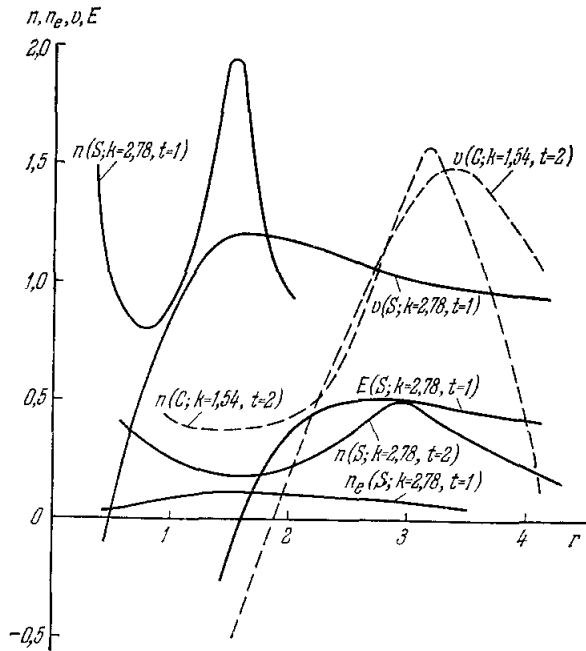


Рис. 1. Структура импульса.

На рис. 1 показана структура импульса. Сферический импульс ( $S$ ) показан для двух последовательных моментов времени  $t = 1$  и  $t = 2$ ; видно, как он расплывается.

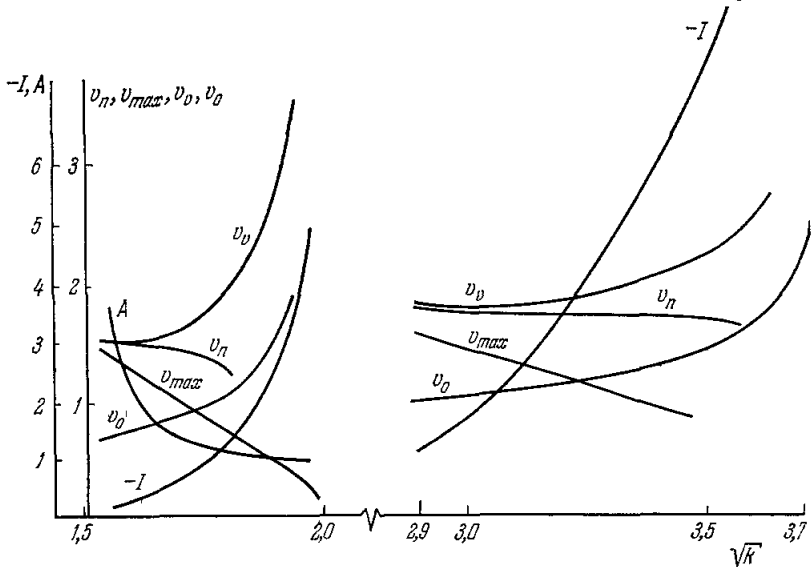


Рис. 2. Параметры автомодельной волны как функция начальной плотности  $\sqrt{k}$ .

На рис. 2 показана зависимость скорости характерных точек импульса от начальной плотности  $\sqrt{k}$  ( $k$  — плотность на расстоянии 1 см от оси, выраженная в единицах

$\kappa T_e / 4\pi e^2$ ;  $v_0$  — скорость точки максимальной скорости,  $v_n$  — скорость максимума плотности,  $v_{\max}$  — максимальная скорость ионов,  $v_0$  — скорость точки инверсии скорости,  $A$  — амплитуда импульса,  $-I$  — скорость изменения полного числа частиц.

Решена также задача о стационарном ( $\frac{\partial}{\partial t} \equiv 0$ ) распылении плазменной струи в поперечном направлении, обусловленном убежением электронов. Это убежение приводит к повороту вектора скорости ионов до совпадения с радиусом-вектором в точку наблюдения.

Численное решение уравнений магнитной гидродинамики показывает, что при растекании холодной плазмы также возникают осцилляции скоростей частиц, полей и плотности (как в начальном электрическом поле, так и в начальном магнитном поле).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Гинцбург, Астрон. ж. 45, 610 (1968); Косм. исследования 4, 296 (1966); J. Geophys. Res. 72, 2749 (1967); Phys. Rev. Lett. 14, 625 (1965); 16, 327 (1966).

**А. Я. Киппер.** О некоторых теоретических вопросах образования магнитных полей звезд и туманностей

Нестационарные процессы в космосе — это интереснейшая область астрофизики. При нестационарных космических процессах значительную роль играют магнитные поля, которые меняют характер движения материи или дают начало различным новым явлениям.

Основной проблемой космических магнитных полей является их происхождение. К настоящему времени установлено, что для возникновения сильных полей достаточно существования весьма слабых полей. Движением высокоэлектропроводящей материи слабое поле усиливается почти до любой напряженности. Происхождение же слабого первичного поля возможно при наличии сил неэлектрического происхождения. По этому вопросу в литературе имеется ряд весьма правдоподобных гипотез. Кажется, что происхождение космических магнитных полей теперь выяснено и не нуждается больше в рассмотрении.

Однако, несмотря на это, некоторые проблемы, связанные с происхождением космических магнитных полей, все-таки не решены.

Например, при каких условиях можно ожидать появления поля, в особенности сильного; является ли магнитное поле звезды исключением или законным явлением, и т. п.

Автором была высказана мысль, что у всякого космического тела с размерами звезды всегда имеется магнитное поле в весьма запутанном виде. Если у звезды есть, кроме запутанного, также общее регулярное магнитное поле, то оно индуцируется из запутанного поля вращением звезды.

В связи с проблемой запутанного магнитного поля возникает проблема энергетического спектра, или проблема о распределении энергии на отдельные фурье-составляющие поля в некотором состоянии равновесия. Поскольку законы запутанного магнитного поля почти полностью соответствуют законам турбулентного движения вязкой жидкости, можно, пользуясь ими, получить спектральный закон и для интересующего нас случая. Однако в докладе вопрос решается посредством иных идей, которые могут привести к новым аспектам.

Высокотемпературную плазму можно представить как смесь ионизированного газа и газа, состоящего из частиц электромагнитного излучения — фотонов. В состоянии термического равновесия должны существовать фотоны всех длин волн, от самых коротких до самых длинных и сверхдлинных, порядка нескольких десятков, сотен, тысяч километров и больше. В случае же электропроводящей среды сверхдлинноволновое электромагнитное излучение уже нельзя представить бегущими волнами, как это можно сделать в диэлектрической среде или в вакууме. Из соответствующего анализа уравнений Максвелла следует, что сверхдлинноволновое излучение в рассматриваемом нами случае выражается и представляется почти не меняющимся во времени запутанным магнитным полем. Итак, в спектральном представлении магнитное поле является продолжением спектра обычного электромагнитного излучения в длинноволновом диапазоне. В состоянии некоторого, например термического, равновесия запутанное магнитное поле входит в общий спектр электромагнитного излучения как его органическая часть, которая и должна всегда присутствовать. Отсюда можно

вывести новое утверждение, что запутанное магнитное поле является нормальным спутником каждой звезды, точно так же как и более коротковолновое электромагнитное излучение.

Самый общий механизм, который порождает слабое первичное поле, — это случайные флуктуации зарядов и токов в высокотемпературной плазме. Но, конечно, указанные флуктуации не являются единственными причинами возникновения магнитного поля. При вычислении плотности энергии для сверхдлинноволновой части спектра электромагнитного излучения при термическом равновесии не обязательно знать механизм происхождения магнитного поля. Важно только предположить, что сверхдлинноволновое излучение появляется и что принцип возрастания энтропии реализуется в течение мыслимого промежутка времени. Спектральная плотность энергии вычисляется тогда методами термодинамики и статистической физики.

Если не учитывать движения среды, применив хорошо разработанную теорию плазмы, можно вычислить спектральное распределение плотности энергии сверхдлинноволновой части электромагнитного излучения (среда считается бесконечной):

$$E_{\lambda} d\lambda = \frac{1}{8\pi} \overline{H_{\lambda}^2} d\lambda = kT \frac{d\lambda}{\lambda^4}, \quad (1)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура среды,  $\lambda$  — длина волны фурье-составляющей поля (длина волны сверхдлинноволнового фотона),  $\overline{H_{\lambda}^2}$  — среднее квадратичное значение напряженности поля.

Следует отметить, что в рамках формулы (1), т. е. без учета движения среды, плотность энергии  $E_{\lambda}$  не зависит от электропроводности  $\sigma$ . Таким образом, при данном приближении плотность энергии  $E_{\lambda}$  в электропроводящей среде, диэлектрике и вакууме имеет одинаковое значение. Роль электропроводности становится существенной, если принять во внимание движение среды.

Учет движения среды сильно усложняет задачу. Однако при большом значении электропроводности  $\sigma \gg 1$ , а также при изотропном турбулентном движении плазмы формулы для определения спектрального распределения энергии или среднего значения силы магнитного поля могут быть получены в следующем виде:

$$E_{\lambda} d\lambda = \frac{1}{8\pi} \overline{H_{\lambda}^2} d\lambda = kT \exp \left[ \frac{\overline{v^2}}{c^2} \frac{\sigma}{\tau} \alpha(\lambda) \right] \frac{d\lambda}{\lambda^4}, \quad (2a)$$

$$E = \int_{\lambda_0}^{\infty} E_{\lambda} d\lambda = \frac{kT}{3} \exp \left[ \frac{\overline{v^2}}{c^2} \frac{\sigma}{\tau} \alpha(\lambda) \right] \frac{1}{\lambda^3} \quad (\infty < \lambda \leq \lambda_0), \quad (2б)$$

где  $\overline{v^2}$  — средняя квадратичная скорость среды,  $\tau$  — некоторая величина размерности времени (она характеризует затухающие турбулентные движения),  $\alpha(\lambda)$  — некоторая функция, по порядку величины равная единице и медленно меняющаяся с  $\lambda$ , а  $\lambda_0$  — длина волны, определяющая интервал длин волн, где могут быть применены формулы (2) (функция  $\alpha(\lambda)$  почти постоянная и больше нуля).

По порядку величины можно записать:

$$\begin{aligned} \overline{v^2} &= 10^6 - 10^7 \text{ см/сек}, & T &= 10^6 - 10^7 \text{ (в звезде)}, \\ \sigma &= 10^{16} - 10^{18} \text{ сек}^{-1}, & \tau &= 10^7 - 10^9 \text{ сек}, \\ \lambda_0 &= 10^5 - 10^{10} \text{ см}, & \alpha(\lambda) &= 1. \end{aligned}$$

В зависимости от конкретных значений параметров  $\overline{v^2}$ ,  $\sigma$  и т. д.  $E_{\lambda}$  и  $E$  могут по формулам (2a) и (2б) иметь довольно большие значения. Так, например, при весьма приемлемых значениях указанных параметров можно получить для  $(\overline{H_{\lambda}^2})^{1/2}$ , т. е. для среднего значения напряженности магнитного поля, величины порядка нескольких гаусс и больше.

Однако более точное вычисление  $\overline{H_{\lambda}^2}$  требует определения функции  $\alpha(\lambda)$ . Ввиду технических трудностей при решении поставленной задачи целесообразно проводить вычисления на электронно-вычислительной машине.

В. А. Акуличев, Л. Р. Гаврилов, В. Г. Гребинник, В. А. Жуков, Г. Либман (ГДР), А. П. Маныч, Л. Д. Розенберг, Ю. И. Рудин, Г. И. Селиванов. Влияние ультразвука на формирование треков частиц высоких энергий в жидководородной пузырьковой камере

Основным недостатком существующих пузырьковых камер является наличие сложных в конструктивном отношении механических расширительных систем<sup>1</sup>, которые ограничивают увеличение быстродействия камер и исключают осуществление управляемого режима, представляющего значительный интерес для регистрации редких событий. В связи с этим в последние годы проводятся широкие исследования, целью которых является создание перегретого состояния жидкости без применения механических расширительных систем. В ряде работ<sup>2-4</sup> делались попытки обнаружить чувствительность различных жидкостей к ионизирующему излучению при воздействии ультразвука, однако при этом достаточно четко наблюдать треки частиц не удавалось. Наконец, в недавно опубликованной работе<sup>5</sup> были описаны эксперименты, в которых наблюдались треки пионов и протонов в гелиевой пузырьковой камере при создании перегрева плоской стоячей ультразвуковой волной с частотой 110 кГц.

Независимые исследования влияния ультразвука на формирование треков частиц высоких энергий в пузырьковой камере, начиная с 1967 г., проводились совместно сотрудниками Лаборатории ядерных проблем (ЛЯП) Объединенного института ядерных исследований и Акустического института АН СССР.

Исследования проводились в 25-см жидководородной пузырьковой камере ЛЯП ОИЯИ<sup>6</sup>, в рабочий объем которой были помещены акустический излучатель и акустический приемник. В качестве акустического излучателя использовалась цилиндрическая фокусирующая система из секционированной керамики титаната бария, излучающая ультразвуковую энергию на резонансной частоте, соответствующей нулевой моде колебаний, равной 14,0 кГц. Излучатель располагался осесимметрично в центральной части камеры. Внутренний диаметр излучателя составлял 70 мм, наружный 115 мм и глубина 60 мм.

Блок-схема используемой экспериментальной установки показана на рис. 1. Камера находилась в пучке  $\pi^-$ -мезонов с энергией  $340 \pm 10$  Мэв, получаемых от синхротролона ЛЯП ОИЯИ. Момент прохождения частиц через рабочий объем

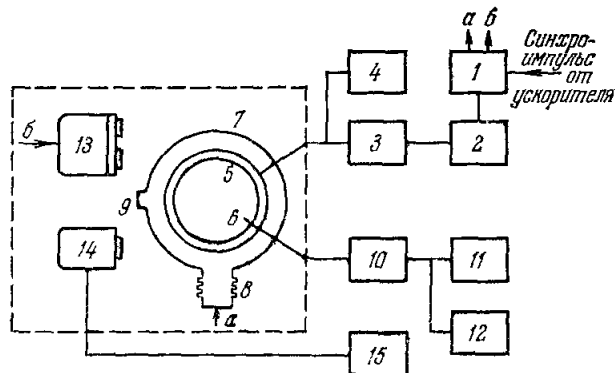


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной аппаратуры.

- 1 — блок синхронизации пузырьковой камеры; 2 — импульсный генератор; 3 — мощный ультразвуковой генератор; 4 — импульсный вольтметр; 5 — акустический излучатель; 6 — приемник давления; 7 — жидководородная пузырьковая камера; 8 — расширительная система; 9 — окно для выхода пучка; 10 — предварительный усилитель; 11 — осциллограф; 12 — ламповый вольтметр; 13 — стереофотоаппарат; 14 — передающая телекамера; 15 — приемная телекамера.

камеры строго синхронизировался с излучением ультразвукового импульса, включением расширительной системы и съемкой рабочего объема камеры стереофотоаппаратом.

На рис. 2 представлены фотографии следов частиц от синхротролона в жидководородной пузырьковой камере с магнитным полем порядка 2,5 кэ при рабочей температуре 27° К и величине расширения, уменьшенной в два раза по сравнению с обычным режимом расширения. Ультразвуковой импульс длительностью 15 мсек при напряжении 1,2 кэ подавался на излучатель одновременно с импульсом расширительной системы. Амплитуда давления ультразвукового импульса, создающего дополнительный перегрев в жидкости, была равна примерно 1,0 атм.

Нетрудно видеть, что введение ультразвука существенно влияет на рост пузырьков, образующих треки. Возбуждение излучателя на частоте нулевой моды колебаний обеспечило получение такого акустического поля в рабочем объеме камеры, при котором наблюдались непрерывные по пространству треки, а применение фокусирующей

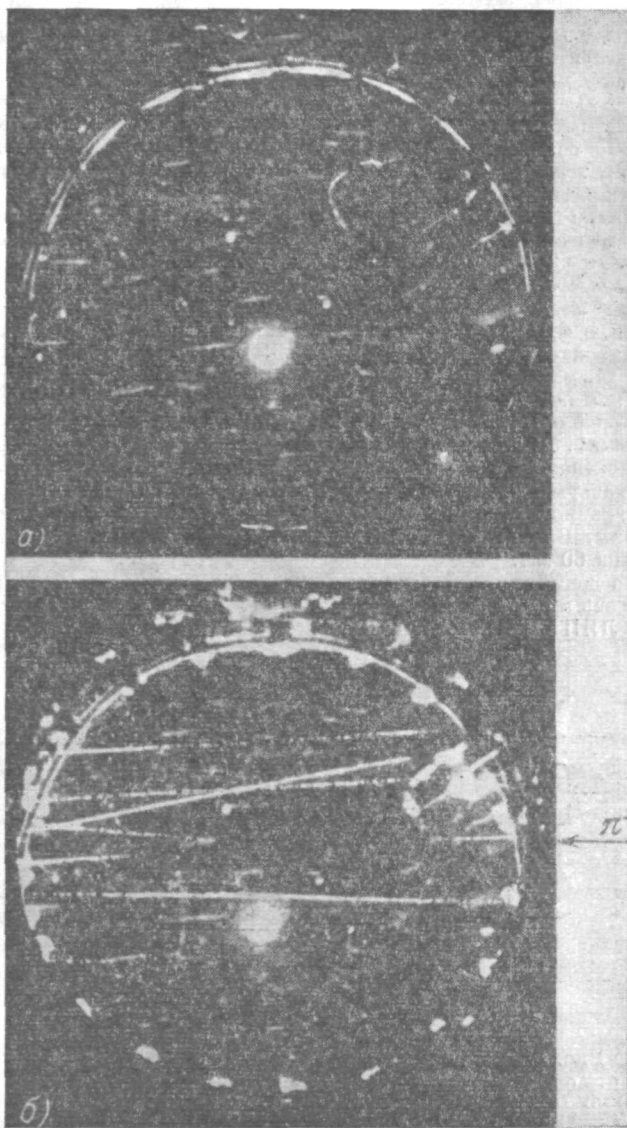


Рис. 2. Фотографии следов отрицательных пионов с энергией 340  $Mэв$  в жидководородной пузырьковой камере при степени расширения, соответствующей минимальной чувствительности (ход поршня — 10 мм).

Стрелкой показано направление частиц от синхротрона: а) без ультразвука; б) с ультразвуком (длительность импульса — 15 мсек, частота колебаний 14,0 кГц, напряжение на излучателе 1,2 кВ).

системы позволило создать в жидкости амплитуды акустического давления, существенно превышающие давление на поверхности излучателя, что имеет существенное значение для уменьшения паразитного кипения. Полученные результаты свидетельствуют о возможности полной замены расширительного устройства жидководородной пузырьковой камеры ультразвуковой колебательной системой.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. А. Александров, Г. С. Воронов, Н. Б. Делоне, Ю. И. Нечаев, Пузырьковые камеры, М., Госатомиздат, 1963.
2. A. L. Hughes, Proc. Int. Conf. High Energy Phys., Berkeley, 1960.
3. В. К. Ляпидиевский, Р. М. Суляев, И. В. Фаломкин, Препринт ОИЯИ № 884, Дубна, 1962.
4. Ю. А. Александров, Г. С. Воронов, Н. Б. Делоне, Препринт ФИАН, А-151, 1962.
5. R. C. A. Brown, H. I. Nilke, A. H. Rogers, Nature 220, 1177 (1968).
6. Т. Д. Блохинцева, А. Т. Василенко, В. Г. Гребинник, В. А. Жуков, Г. Либман, Л. Л. Неменов, Г. И. Селиванов, Юань Жун-фан, ПТЭ, 5, 51 (1962).

Г. А. Смоленский, Р. В. Писарев, И. Г. Синий. Исследования магнитооптических явлений в ферро- и антиферромагнетиках

Первые работы по магнитооптическому исследованию (МО) ферро- и антиферромагнитных диэлектриков появились лет десять назад, когда были синтезированы совершенные ферриты-гранаты иттрия и редких земель, прозрачные в инфракрасной и (в тонких слоях) в видимой областях спектра. Вслед за этим было обнаружено, что монокристаллические соединения на основе двухвалентного европия, галогениды хрома, фториды  $3d$ -группы обладают хорошей прозрачностью в ИК, видимой и даже УФ областях спектра. Это привело к расширению оптических и МО исследований магнитоупорядоченных соединений. Большим стимулом развития МО исследований явились широкие потенциальные возможности использования магнитоупорядоченных материалов для практического применения в световых трактах для управления лучом (создания модуляторов, затворов, циркуляторов, элементов памяти и других устройств).

Настоящий доклад посвящен МО исследованиям, проводимым в течение последних лет в лаборатории магнетизма и сегнетоэлектричества Института полупроводников АН СССР. Речь идет об эффектах, возникающих в кристаллах при прохождении света: 1) вдоль внешнего магнитного поля — эффект Фарадея (ЭФ), или вращение плоскости поляризации света, и 2) при распространении света перпендикулярно полю — эффект Коттона—Мутона (ЭКМ), или магнитное двулучепреломление. ЭФ является линейным по намагниченности эффектом, а ЭКМ — квадратичным.

Исследование ЭФ и ЭКМ проведено в ряде магнитоупорядоченных кристаллов с различными типами магнитного упорядочения: ферри- и антиферромагнетика. Неожиданным результатом оказалось то, что ЭФ и ЭКМ в ферри- и ЭКМ в антиферромагнетиках являются величинами одного порядка (см. таблицу), в то время как

Квадратичный ЭКМ и линейный ЭФ в ферро- и антиферромагнетиках  
(в поле  $H = 20$  кэ)

Кристалл	$T_{\text{КМ}} \cdot ^\circ\text{К}$	$T_{\text{спыт}}$	$\lambda$ , мкм	$\Delta n_{\text{ЭКМ}}$	$\beta_{\text{КМ}}$ , град/см	$\Delta n_{\text{Ф}}$	$\alpha_{\text{Ф}}$ , град/см
$\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	550	295	1,15	$4,5 \cdot 10^{-5}$	141	$1,6 \cdot 10^{-4}$	260
$\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$	950	295	1,15	$2,1 \cdot 10^{-4}$	657	—	—
$\text{RbNiF}_3$	139	77	0,555	$2,2 \cdot 10^{-5}$	142	$3 \cdot 10^{-5}$	95
$\text{RbFeF}_3$	102	77	0,556	$2,5 \cdot 10^{-4}$	1600	$2,2 \cdot 10^{-4}$	680
$\text{Tb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ , [100]	568	295	1,15	$6,0 \cdot 10^{-5}$	188	$2,9 \cdot 10^{-4}$	450

в парамагнитных кристаллах квадратичные эффекты на два-три порядка слабее, чем линейные. Рассмотрены механизмы МО эффектов в магнитоупорядоченных соединениях в рамках понятия о тензоре поляризуемости. Показано, что ЭФ определяется спин-орбитальным взаимодействием, а основной вклад в ЭКМ связывается с изотропным обменным взаимодействием между парамагнитными ионами в различных подрешетках. Вместе с тем должен существовать вклад в ЭКМ, вызванный анизотропией одиночного парамагнитного иона, а также за счет анизотропного обменного взаимодействия. Эти два вклада могут приводить к анизотропии ЭКМ, которая может быть значительной в редкоземельных ферритах-гранатах. Проведенное рассмотрение механизмов этих двух главных МО эффектов находится в хорошем согласии с результатами экспериментальных исследований. Так, например, в ферромагнетике  $\text{RbN} : \text{F}_3$  (точка Кюри

$T_C = 139^\circ \text{K}$ ) при  $T < T_C$  ЭФ и ЭКМ отличаются незначительно (см. таблицу). Но при переходе через  $T_C$  ЭФ уменьшается на 1—2 порядка, в то время как уменьшение ЭКМ достигает 3—4 порядков, т. е. в парамагнитной области, где исчезает вклад обменного механизма в ЭКМ, наблюдается обычное соотношение величин линейного и квадратичного МО эффектов.

При измерении ЭКМ в кубическом тербиевом феррите-гранате  $\text{Tb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  была обнаружена сильная анизотропия эффекта, возрастающая с понижением температуры. Так, на длине волны  $\lambda = 1,15 \text{ мкм}$  при  $T = 295^\circ \text{K}$   $\Delta n^{100} = 6 \cdot 10^{-5}$ , с понижением температуры двулучепреломление возрастает и при  $77^\circ \text{K}$   $\Delta n^{100} = 70 \cdot 10^{-5}$ ;  $\Delta n^{111} = 3 \cdot 10^{-5}$  при  $295^\circ \text{K}$ , с понижением температуры  $\Delta n^{111}$  меняет знак при  $200^\circ \text{K}$  и при  $77^\circ \text{K}$   $\Delta n^{111} = -72 \cdot 10^{-5}$ . Анализ кривых  $\Delta n(H, T)$  показывает, что магнитное двулучепреломление в  $\text{Tb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  следует связывать не только с ЭКМ, но и с двулучепреломлением за счет магнитострикции, которая достигает больших значений в этом кристалле. В окрестности точки магнитной компенсации  $T_K$  обнаружена аномалия двулучепреломления, где обнаружена двойная смена знака двулучепреломления, увеличение располяризации и рассеяния света, прошедшего через кристалл. Эти явления наблюдались в достаточно сильных магнитных полях и являются следствием вынужденного фазового перехода из одного ферромагнитного состояния в антиферромагнитное и затем в другое ферромагнитное состояние при изменении температуры. Опрокидывание магнитных подрешеток при  $T_K$  приводит к смене знака  $\Delta n$ , а флуктуации направления и величины магнитных моментов вызывают рост располяризации и рассеяния света.

Рассмотренные эксперименты были проведены в спектральной области, где исследуемые кристаллы прозрачны. Наличие полос собственного поглощения приводит к появлению в этих областях спектра магнитного кругового дихроизма, сопровождающего ЭФ, и магнитного линейного дихроизма, сопровождающего ЭКМ. Разработанная методика МО исследований позволяет изучать все эти эффекты. Спектральные, температурные и полевые зависимости этих эффектов исследовались в ферромагнетиках  $\text{RbNiF}_3$  и  $\text{Rb}(\text{Ni}, \text{Co})\text{F}_3$ , в слабом ферромагнетике  $\text{RbFeF}_3$  и в антиферромагнетике  $\text{KNiF}_3$ . В области линий поглощения обнаружена дисперсия МО эффектов. Исследования показали, что наблюдаемые явления связаны с расщеплением электронных состояний парамагнитных ионов ниже  $T_C$  в обменном поле.

Исследование МО эффектов оказалось плодотворным для расшифровки магнитной структуры кристаллов. Это связано с тем, что величина линейных МО эффектов пропорциональна намагниченности, а противоположно ориентированные магнитные подрешетки имеют различные по знаку и по величине вклады в суммарный эффект. Это обстоятельство позволило подтвердить двухподрешеточную модель магнитной структуры  $\text{RbNiF}_3$  и подтвердить, что  $\text{RbNiF}_3$  является ферримагнетиком типа «легкая плоскость», а добавление  $\text{Co}^{2+}$  до 30 мол. % приводит к переходу его в одноосный ферримагнетик. Было также установлено, что  $\text{RbFeF}_3$  является слабым ферромагнетиком в полях до 32 кэ. Опрокидывание магнитных моментов подрешеток в гематите  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  в точке Морина сопровождается исчезновением ЭКМ при понижении температуры для заданной геометрии наблюдения.

В заключение заметим, что до настоящего времени большинство магнитооптических исследований ферро- и антиферромагнитных диэлектриков было посвящено ЭФ. Однако большая величина ЭКМ в магнитоупорядоченных кристаллах и сравнительная простота наблюдения ЭКМ открывают интересные возможности исследования обменных взаимодействий в кристаллах, температурных зависимостей намагниченностей подрешеток, ориентаций магнитных моментов по отношению к кристаллографическим осям и других явлений. Кроме того, ЭКМ может быть с одинаковым успехом применен к исследованиям как ферро-, так и антиферромагнетиков, в то время как линейные МО эффекты могут быть использованы в основном для исследования ферромагнетиков.