

СОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

53(048)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ
И ОТДЕЛЕНИЯ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ АКАДЕМИИ НАУК СССР
(26—27 мая 1976 г.)**

26 и 27 мая 1976 г. в конференц-зале Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР состоялась совместная научная сессия Отделения общей физики и астрономии и Отделения ядерной физики АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. В. А. Алексеев, В. Г. Овчаренко, Ю. Ф. Рыжков. Переход металл — диэлектрик в жидких металлах и полупроводниках при высоких температурах и давлениях в районе критической точки.

2. И. С. Желудев. Оптическая активность кристаллов под действием электрического поля (электрогирация).

3. С. А. Пикин. Новые электромеханические эффекты в жидких кристаллах.

4. Г. Т. Зацепин. Проблемы нейтринной астрофизики.

5. Б. М. Понтекорво. Вопрос об осцилляциях в нейтринных пучках. Ниже публикуется краткое содержание прочитанных докладов.

537.31.3(048)

В. А. Алексеев, В. Г. Овчаренко, Ю. Ф. Рыжков. Переход металл — диэлектрик в жидких металлах и полупроводниках при высоких температурах и давлениях в районе критической точки. Изучение электрических свойств металлов и полупроводников при непрерывном уменьшении плотности представляет большой интерес для понимания механизмов трансформации электронного спектра от металлического до диэлектрического. Экспериментально такая возможность появляется при нагреве металла или полупроводника при постоянном давлении, превышающем критическое. Интересующие нас металлы — ртуть и цезий — имеют параметры критической точки: $P_{кр} = 1730 \pm 30$ атм, $T_{кр} = 1510 \pm 15$ °С, $\rho_{кр} = 5,9 \pm 0,23 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ — для ртути¹ и $P_{кр} = 115 \pm 5$ атм, $T_{кр} = 1760 \pm 20$ °С, $\rho_{кр} = 0,4 \pm 0,022 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ — для цезия². Большие температуры и давления, а также высокая химическая активность паров металлов и полупроводников предъявляют жесткие требования к используемым в эксперименте материалам, что и затрудняло проведение соответствующих экспериментов.

Первые же измерения электропроводности ртути и цезия показали ее непрерывное уменьшение по мере роста температуры с приближением к критической ($T_{кр}$)³⁻⁸. В области перехода от металлического состояния к неметаллическому уменьшение плотности металла примерно на 20% приводит к уменьшению электропроводности в 10^3-10^4 раз. Такое изменение электропроводности металлов при уменьшении плотности объясняется либо в рамках однородной модели, предложенной Моттом как результат образования квазищели в электронном спектре⁹, либо за счет изменения числа проводящих путей с металлической электропроводностью в результате флуктуаций плотности^{10, 11}. Приведем новые экспериментальные данные по измерению электропроводности и термо-э. д. с. цезия и термо-э. д. с. ртути. Все эксперименты проводились на установках типа описанных в¹⁰. Электропроводность измерялась в специально изготовленных ячейках из окиси бериллия и нитрида бора с четырьмя электродами (два токовые и два потенциальные). Термо-э. д. с. измерялась интегральным методом в ячейках из окиси бериллия. Температура определялась вольфрам-ренийскими термопарами. На рис. 1 показаны экспериментальные значения электропроводности и термо-э. д. с. ртути и цезия при постоянных давлениях, превышающих критические. (Данные

© Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука», «Успехи физических наук», 1976 г.

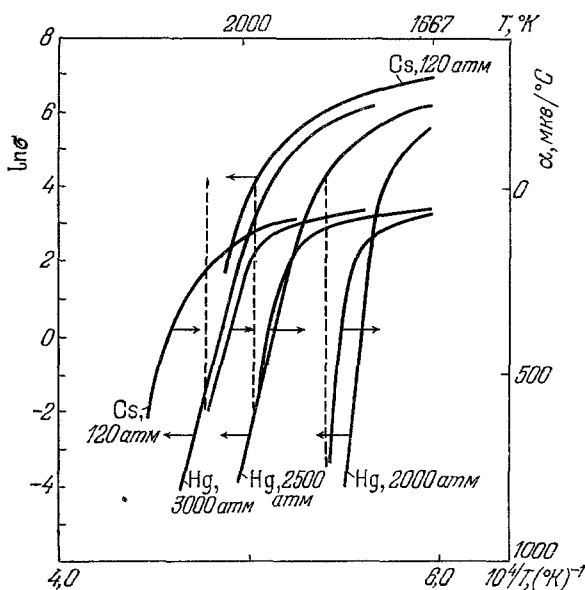


Рис. 1. Электропроводность и термо-э. д. с. ртути и цезия при разных давлениях.

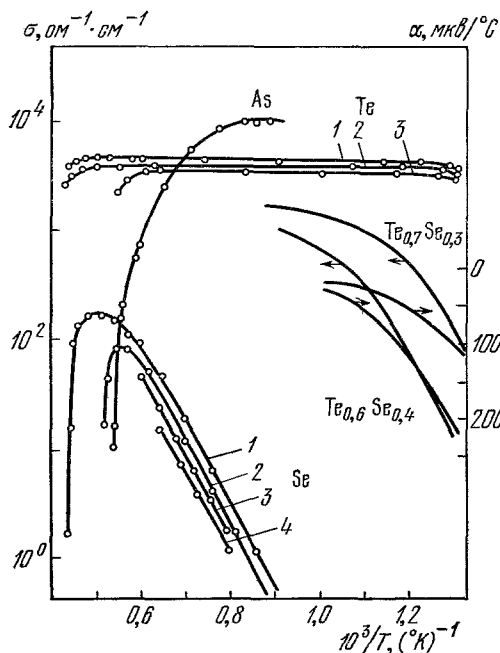


Рис. 2. Электропроводность селена, теллура, мышьяка и системы селен — теллур в области высоких температур.

Для системы селен-теллур даны значения термо-э. д. с. 12. Se: 1—1000 атм, 2—500 атм, 3—165 атм, 4—103 атм, As: 330 атм; Te: 1—1600 атм, 2—1000 атм, 3—500 атм.

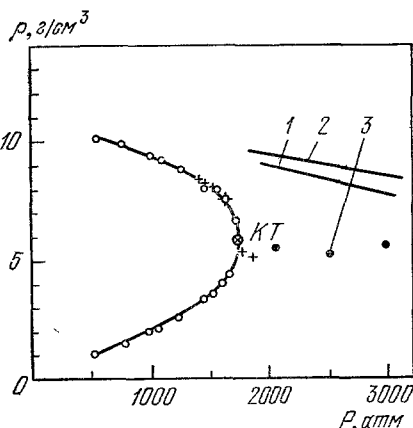


Рис. 3. P — ρ-диаграмма ртути¹.

1 — уровень минимальной электропроводности по Мотту $\sigma = 200 \text{ } \Omega^{-1}\text{см}^{-1}$, 2 — уровень значений термо-э. д. с. $\alpha = 86,5 \text{ } \mu\text{В}/^\circ\text{C}$ (ожидаемое значение термо-э. д. с. при захлопывании квазищели), 3 — точки нулевого значения термо-э. д. с. 14, + — точки нулевого значения термо-э. д. с. 16 (KT — критическая точка).

по электропроводности ртути мы воспроизводим по работе ⁵.) Хорошо видно, что термо-э. д. с. ртути и цезия выходит на уровень значений, характерных для металлов, при более низких значениях температуры, чем электропроводность. Обнаруженное явление мы интерпретируем как возможное шунтирование термо-э. д. с. образованиями с металлической электропроводностью. Именно в этой области наблюдается зависимость электропроводности от плотности типа $\ln \sigma \sim 1/\rho$, характерная для области перехода металлы — неметаллы ¹⁰ при наличии проводящих цепочек. Обнаруженное явление мы можем интерпретировать как шунтирование термо-э. д. с. цепочками из областей с металлической электропроводностью.

Интересно отметить, что аналогичное явление наблюдается и в сложных полупроводниках в жидкой фазе при переходе полупроводник-металл, например, в системе Se — Te ¹² для этой цели достаточно совместить кривые электропроводности и термо-э. д. с. Роль металлической компоненты в переходной области может играть теллур, или соединения теллура, которые при этих температурах обладают металлической электропроводностью (рис. 2).

За переходной областью следует область, по свойствам напоминающая жидкие полупроводники, где связь электропроводности σ и термо-э. д. с. α можно описать зависимостью типа $\ln \sigma \sim \alpha$, как и для полупроводников. Дальнейшее уменьшение плотности металла приводит к области со свойствами, характерными для плотной плазмы ^{13, 14}.

В ртути при приближении к критической изохоре было обнаружено явление скачкообразного обращения в «нуль» значений термо-э. д. с. ¹⁴⁻¹⁶ (в ¹⁵ это явление не обнаружено). В цезии этого эффекта обнаружено не было. Это явление может отражать конкуренцию роста глубины ям, захватывающих электроны из-за флуктуаций плотности и одновременного роста их уровня Ферми ¹⁴.

На рис. 3 приведена диаграмма состояний ртути, где показаны особенности при переходе из металлического состояния в нематаллическое *).

В заключение мы приводим значение электропроводности в области высоких температур ($T > T_{кр}$) для селена ^{17, 18}, мышьяка ¹⁹ и теллура ²⁰, при давлениях превышающих критические (рис. 2). Отметим ряд особенностей. Для селена получено насыщение электропроводности со значением, характерным для минимума металлической электропроводности ¹⁷, далее наблюдается резкое падение электропроводности при повышении температуры, которое мы можем связать с локализацией электронов на флуктуациях плотности в соответствии с моделью Андерсона ²⁸.

Для мышьяка начало такого перехода скорее всего маскируется образованиями, имеющими высокое значение электропроводности. В теллуре фиксируется только начальная фаза перехода. Анализ экспериментальных данных показывает, что потеря металлической проводимости происходит в области плотностей, соответствующих жидкой фазе, и не сопровождается фазовым переходом I рода (на такую возможность указывалось, в частности, в работе ²¹), а проведенные недавно измерения теплоемкости цезия при высоких температурах не обнаружили особенностей, которые можно было бы интерпретировать, как фазовый переход II рода ²².

Материалы доклада опубликованы в следующих статьях 2, 10, 14, 17-20, 23.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. К. Кикоин, А. П. Сенченков, С. П. Наурзаков, Э. Б. Гельман, в кн. V Международная конференция по физике и технике высоких давлений (Москва, 1975), М., «Наука», 1975, с. 152.
2. В. А. Алексеев, В. Г. Овчаренко, Ю. Ф. Рыжков, А. П. Сенченков. Письма ЖЭТФ, 12, 207 (1970).
3. F. V i g s h, Phys. Rev. 41, 641 (1932).
4. И. К. Кикоин, А. П. Сенченков, Э. Б. Гельман, М. М. Корсунский, С. П. Наурзаков, ЖЭТФ 49, 129 (1965).
5. И. К. Кикоин, А. П. Сенченков, ФММ 24, 843 (1967).
6. F. U. F r a n k, F. H e n s e l, Phys. Rev. 141, 109 (1966).
7. В. А. Алексеев, ТВТ 6, 961 (1968).
8. F. H e n s e l, E. U. F r a n k, Phys. Lett. A30, 494 (1969).
H. P. P f e i f e r, W. E. I. F r e y l a n d, F. H e n s e l, ibid. A43, 111 (1973).
9. N. F. M o t t, Phil. Mag. 13, 988 (1966).
10. В. А. Алексеев, Письма ЖЭТФ, 14, 295 (1971).
11. S. K i r k p a t r i c k, in: Proc. of 2nd Intern. Conference on Properties of Liquid Metals, (Tokyo, 1972), Ed. S. Takenchi, Ltd., Taylor and Francis, 1973, p. 351.
12. J. C. P e r r o n, Adv. Phys. 16, 657 (1967).

*) В работе ¹⁶ измерения проведены в узком диапазоне давлений вблизи критической точки.

13. В. А. Алексеев, А. А. Веденов, Л. С. Красицкая, А. И. Старостин. Письма ЖЭТФ 12, 501 (1970).
14. В. А. Алексеев, А. А. Веденов, В. Г. Овчаренко, Ю. Ф. Рыжков, А. И. Старостин, *ibid.* 16, 73 (1972).
15. R. Schmutzler, F. Hensel, *ibid.* A35, 55 (1971).
16. L. J. Duckers, R. G. Ross, Phys. Lett. A38, 291 (1972).
17. В. А. Алексеев, В. Г. Овчаренко, Ю. Ф. Рыжков, А. А. Андреев, в кн.: VI Международная конференция по аморфным и жидким полупроводникам (Ленинград, 1975), Л., «Наука», 1975, с. 191.
18. В. А. Алексеев, В. Г. Овчаренко, Ю. Ф. Рыжков, М. В. Садовский, Письма ЖЭТФ 24, 214 (1976).
19. В. А. Алексеев, Л. А. Нисельсон, В. К. Захаров-Черенков, В. Г. Овчаренко, Ю. Ф. Рыжков, цит. в ¹ сборник, с. 000.
20. В. А. Алексеев, А. А. Андреев, Б. Т. Мелех, В. Г. Овчаренко, Ю. Ф. Рыжков, Т. Тургунов, Е. А. Шмуратов, ФТП 9, 139 (1975).
21. Я. Б. Зельдович, Л. Д. Ландау, ЖЭТФ 14, 32 (1944).
22. П. П. Филиппов, Л. А. Благоданов, В. А. Алексеев, цит. в ¹ сборник, с. 000.
23. В. А. Алексеев, ТВТ 8, 641 (1970).

535.56(048)

И. С. Желудев. Оптическая активность кристаллов под действием электрического поля (электрогирация).
 1. Сравнительно недавно было показано, что в кристаллооптике для описания ряда явлений необходимо учитывать помимо частотной также и пространственную дисперсию, т. е. зависимость диэлектрической проницаемости ϵ не только от частоты ω , но и от волнового вектора k . Так, давно известное явление естественной оптической активности (гиротропии) кристаллов описывается, с позиций пространственной дисперсии, не как некоторое изолированное явление, а как частный и простейший случай ее учета ¹⁻³. Действительно, для сред со слабой пространственной дисперсией, при некоторых ограничениях, имеет место соотношение

$$\epsilon_{ij}(\omega, k) = \epsilon_{ij}(\omega) + i\eta_{ijk}(\omega)k_k, \quad e_{ij}\eta_{ijk}(\omega) = g_{ij}(\omega), \quad (1)$$

где e_{ij} — единичный полностью антисимметричный тензор, а g_{ij} — аксиальный тензор (псевдотензор) второго ранга, тензор гирации. Таким образом, гиروتропия есть эффект порядка a/λ (где a — постоянная решетки, λ — длина волны). Тензор гирации g_{ij} имеет отличные от нуля коэффициенты только для нецентросимметричных кристаллов, в которых и может наблюдаться активность. Мерой оптической активности является удельное вращение плоскости поляризации света ρ , которое в простейшем случае, т. е. при распространении света вдоль оптической оси, определяется соотношением:

$$\rho = \frac{\pi}{\lambda n} g_{ij} l_i l_j, \quad (2)$$

где $l_i l_j$ — направляющие косинуса волновой нормали (оптической оси), n — показатель преломления. Для одноосных кристаллов $g_{ij} l_i l_j = g_{33}$.

2. Вводимое нами в рассмотрение явление электрогирации состоит во влиянии электрического поля на гиروتропию кристаллов ⁴. Аналитически оно записывается в виде разложения по степеням электрического поля E мнимой части тензора ϵ_{ij}

$$g_{ij} = g_{ij}^0 + \gamma_{ijk} E_k + \beta_{ijkl} E_k E_l, \quad (3)$$

где g_{ij}^0 — аксиальный тензор гирации в отсутствие поля, γ_{ijk} и β_{ijkl} — соответственно аксиальные тензоры третьего и четвертого рангов, описывающие линейный и квадратичный эффекты электрогирации. Линейный электрогирационный эффект имеет место во всех классах кристаллов, кроме классов $3m$, $\bar{4}3m$ и 432 ; тензоры γ_{ijk} совпадают с тензорами, описывающими пьезомагнетизм.

3. Фазовые переходы в сегнетоэлектриках с появлением (исчезновением) спонтанной поляризации P_s дают естественную возможность для наблюдения и изучения спонтанной электрогирации. Наиболее просты и надежны те случаи, для которых в центросимметричном, оптически не активном кристалле возникает оптическая активность. Это явление изучено на ряде кристаллов. В частности, исследование фазового перехода в кристаллах триглицинульфата (ТГС) вблизи 49°C показывает, что ниже T_h удельное вращение плоскости поляризации света ρ действительно пропорционально величине P_s ⁵. Такая пропорциональность, однако, имеет место не всегда. Так, в кристаллах сегнетовой соли вблизи верхней точки Кюри ρ меняется скачком, но не зависит от P_s , что свидетельствует о том, что в этом кристалле оптическая активность имеет молекулярную, а не кристаллическую природу ⁶.

4. Для некоторых сегнетоэлектриков возникновение P_s противоположной ориентации приводит к возникновению доменов, имеющих разные знаки энантиоморфизма, а значит, и разные знаки оптической активности ⁷. Это, в частности, дает возможность наблюдать в сегнетоэлектриках при переполяризации доменов изменение знака оптической активности и гирационный гистерезис (например, в кристаллах $5\text{PbO} \cdot 3\text{GeO}_2$ ⁸).

5. Обнаружение вынужденной электрогирации потребовало тщательного поиска подходящих кристаллов и тонкой экспериментальной техники. К настоящему времени линейная электрогирация обнаружена, измерена и изучена в кристаллах $\alpha\text{-LiIO}_3$, PbMoO_4 и некоторых других. Изучение электрогирации в оптически двуосном кристалле $\alpha\text{-LiIO}_3$ (класс 222) затруднено сопутствующими электрооптическими и пьезоэлектрическими явлениями. Значение электрогирационного коэффициента γ_{52} и для этого кристалла, найденное в эксперименте, составляет $\gamma_{52} = (4,33 \pm 0,70) \cdot 10^{-13} \text{ м/с}$ для $\lambda = 632,8 \text{ нм}$ ⁹.

6. В одноосных кристаллах классов 4, 6, 3 и др. электрогирация при электрическом поле и волновой нормали, совпадающих с оптической осью, не сильно усложняется электрическими явлениями и пьезоэффектом (кристалл остается одноосным). В связи с этим, для достоверности утверждений о возможности экспериментального наблюдения вынужденной электрогирации важное значение имели опыты по изучению этого явления на кристаллах LiIO_3 , принадлежащих к классу 6¹⁰. Измерение эффекта было проведено при температуре -140°C , так как при комнатной температуре эти кристаллы обладают ионной проводимостью. Полученное значение коэффициента электрогирации γ_{33} составляет $\gamma_{33} = (1,57 \pm 0,30) \cdot 10^{-13} \text{ м/с}$ при вкладе пьезоэлектрической деформации 17% от экспериментально наблюдаемого значения.

7. Наибольшее внимания заслуживают опыты по изучению вынужденной электрогирации в кристаллах PbMoO_4 , так как в отличие от рассмотренных выше кристаллов, в которых изучалось изменение оптической активности под действием электрического поля, оптическая активность в PbMoO_4 возникает при приложении внешнего поля (кристалл является центросимметричным, группа его симметрии $4/m$). Изучение электрогирации ведется без обычно сопутствующих явлений электрооптики и пьезоэффекта. Удельное вращение в практически легко достижимых полях ($\sim 10 \text{ кВ/см}$) в этом кристалле имеет значительную величину — несколько градусов. Явление имеет дисперсию: при $E = 10 \text{ кВ/см}$ и $\lambda \cong 700 \text{ нм}$ $\rho \approx 1,5^\circ \text{ см}^{-1}$, а при том же поле и $\lambda \cong 400 \text{ нм}$ $\rho \cong 5^\circ \text{ см}^{-1}$. Величина коэффициента γ_{33} (поле и волновая нормаль вдоль оптической оси) и при $\lambda = 517 \text{ нм}$ составляет $\gamma_{33} = (1,23 \pm 0,12) \cdot 10^{-12} \text{ м/с}$ ¹¹.

8. Квадратичная электрогирация описывается аксиальным тензором четвертого ранга и возможна только в апцентричных кристаллах¹². Экспериментальное обнаружение этого явления осуществлено на кристаллах кварца при действии электрического поля по кристаллофизическим осям и плоскополяризованной волне, распространяющейся по оптической оси. Величина измеренного квадратичного электрогирационного коэффициента составляет $\beta_{31} = (4,51 \pm 0,34) \cdot 10^{-20} \text{ м}^2/\text{с}^2$ ¹³.

9. Электрогирация расширяет возможности исследования структурных и энергетических изменений кристаллов при фазовых переходах в сегнетоэлектриках и широкотелесных элементах. По-видимому элементы, использующие явление электрогирации, могут найти практическое применение в системах управления оптическим излучением, в частности, оптических квантовых генераторов. К таким элементам относятся амплитудные и фазовые модуляторы, управляемые светофильтры, устройства для спектрального сканирования, девиаторы и дефлекторы. Не исключено, что использование электрогирационных элементов в оптоэлектронике может привести к созданию новых типов (безвакуумных) цветных телевизоров, светолокаторов и дальномеров, элементов оптических компьютеров. Представляется возможным использование электрогирации в спектроскопии.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург, Кристаллоптика с учетом пространственной дисперсии и теории экситонов, М., «Наука», 1965. В. Л. Гинзбург, УФН 108, 749 (1972).
V. M. Agranovich, V. L. Ginzburg, Opt. Comm. 9, 58 (1973).
2. Ф. И. Федоров, УФН 108, 762 (1972); Висци АН БССР, сер. физ.-матем., № 5, 70 (1973); № 1, 48 (1974).
3. В. А. Кизель, Ю. И. Красилов, В. И. Бурков, УФН 114, 295 (1974).
4. И. С. Желудев, Кристаллография 9, 501 (1964).
5. О. Г. Влох, И. В. Кутный, Л. А. Лазько, В. Я. Нестеренко, Изв. АН СССР, сер. физ. 35, 1852 (1971).
6. О. Г. Влох, Л. А. Лазько, И. С. Желудев, Кристаллография 20, 1056 (1975).
7. Л. А. Шувалов, К. Е. Александров, И. С. Желудев, Кристаллография 4, 130 (1959).

8. H. Iwasaki, S. Miyasawa, H. Koizumi, K. Sagie, N. Nuzeki, J. Appl. Phys., 43, 4907 (1972).
9. О. Г. Влох, Л. А. Лазько, В. Я. Нестеренко, Кристаллография 11, 1248 (1962).
10. О. Г. Влох, И. С. Желудев, Л. А. Лазько, Кристаллография 20, 654 (1975).
11. О. Г. Влох, И. С. Желудев, И. И. Климов, ДАН СССР 223, 1391 (1975).
12. О. Г. Влох, Т. Д. Крушельницкая, Кристаллография 15, 587 (1970).
13. О. Г. Влох, Письма ЖЭТФ 13, 118 (1971).

548.0:53(048)

С. А. Пикин. Новые электромеханические эффекты в жидких кристаллах. Фундаментальным свойством жидкого кристалла, отличающим мезофазу от изотропной жидкости, является существование ориентационной степени свободы («директора» n), характеризующей макроскопическую упорядоченность длинных осей молекул в пространстве. Эта дополнительная степень свободы анизотропной жидкости обуславливает уникальные свойства мезофазы, которые связаны с высокой чувствительностью пространственного распределения n (r) по отношению к внешним воздействиям (электрическим и магнитным полям, полям скоростей течения и т. п.). Общая теория неустойчивости однородного распределения n (r), возникающей под воздействием электрического поля^{1, 2}, адекватно описывает многопараметрические экспериментальные данные^{3, 4} и дает конкретные рекомендации по созданию жидкокристаллических материалов для светоклапанных устройств с оптимальными пороговыми характеристиками.

Теоретически предсказаны и экспериментально обнаружены новые типы неустойчивостей в мезофазах, в том числе: азимутальная электрогидродинамическая неустойчивость и неустойчивость плоскопараллельного течения немагнитных и смектических жидких кристаллов при наклонной ориентации n (r) на ограничивающих поверхностях^{5, 6}, нелинейная ориентационная неустойчивость плоскопараллельного течения нематической мезофазы⁷. Рассчитанная и измеренная критическая скорость течения v_c , выше которой в слое жидкого кристалла возникает нестационарное движение директора (ориентационная турбулентность), имеет сингулярную зависимость от температуры T :

$$v \sim (T_0 - T)^{-1/2}, \quad T < T_0,$$

где T_0 — точка изменения знака специфической сдвиговой вязкости мезофазы.

Новые типы неустойчивости позволяют объяснить запороговое поведение жидких кристаллов как в режиме стационарных возмущений, так и в режиме «динамического рассеяния» (турбулентности), который возникает при напряженности электрического поля, близкой к порогу стационарной электрогидродинамической неустойчивости.

Существенную роль в дестабилизации жидкокристаллической структуры играют специфические пьезоэлектрические свойства мезофазы, которые могут также привести к возникновению сегнетоэлектрической упорядоченности в анизотропной жидкости. Сегнетоэлектрическая поляризация возникает в результате ориентационной деформации молекулярных группировок, что вызывает явление псевдосообственного сегнетоэлектричества. В общем случае такие сегнетоэлектрики имеют слоистую (геликоидальную) структуру, на возможность образования которой в кристаллах конечными группами симметрии (при существовании инварианта Ляфшица) впервые указал В. Л. Инденбом (Кристаллография 5, 115 (1960)). Теоретико-групповой анализ возможных переходов из смектической фазы A с предельной группой симметрии D_∞ показал, что возникновение псевдосообственного сегнетоэлектричества обусловлено фазовым переходом второго рода $D_\infty \rightarrow C_2$ по двумерному векторному представлению E_1 , антисимметричный квадрат которого содержит одномерное векторное представление A_2 ($\{E_1^2\} = A_2$, т. е. существует инвариант Ляфшица). Показано, что существующая холестерическая фаза не может быть псевдосообственным сегнетоэлектриком. Теоретические оценки спонтанной поляризации в жидком кристалле-сегнетоэлектрике согласуются с известными экспериментальными данными.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Пикин, ЖЭТФ 33, 641 (1971).
2. С. А. Пикин, А. А. Штольберг, Кристаллография 18, 445 (1973).
3. М. А. Вагник, Л. М. Блинов, М. Ф. Гребенкин, С. А. Пикин, В. Г. Шигрин, Phys. Lett. A51, 175 (1975).
4. М. И. Барник, Л. М. Блинов, М. Ф. Гребенкин, С. А. Пикин, В. Г. Шигрин, ЖЭТФ 69, 1080 (1975).

5. С. А. Пикин, В. Л. Инденбом, Кристаллография 20, 1127 (1975).
 6. S. P i k i n, G. R u s c h e n k o w, W. U r b a c h, J. de Phys. 37, 241 (1976).
 7. С. А. Пикин, ЖЭТФ 65, 2495 (1973).

539.123(048)

Г. Т. Зацепин. Проблемы нейтринной астрофизики. 1. Солнце. Эксперименты Р. Дэвиса по обнаружению нейтрино от Солнца на основе реакции $\text{Cl}^{37} + \nu \rightarrow \text{Ar}^{37} + e^-$ ($Q = -0,814 \text{ Мэв}$) привели к отрицательным результатам в большой серии экспозиций, длившихся в течение многих лет. Это привело к возникновению многочисленных гипотез и спекуляций. Последние три экспозиции принесли новую неожиданность: большой выход Ar^{37} , близкий к предсказаниям стандартной модели Солнца. Ставится под вопрос стабильность потока нейтрино. Для разрешения поставленных проблем требуется комплексное изучение Солнца, особенно важные эксперименты по регистрации потока нейтрино от основной реакции $p + p \rightarrow D + e^+ + \nu$, который практически модельно независим. Это можно осуществить с помощью детектора на основе галлия, имеющего низкий энергетический порог: $\text{Ga}^{71} + \nu \rightarrow \text{Ga}^{71} + e^-$ ($Q = -0,233 \text{ Мэв}$). К настоящему времени методика детектирования нейтрино с помощью галлия полностью отработана в лабораториях АН СССР и МГУ. Для проведения эксперимента в полном объеме потребуется 20 тонн галлия. Представляет также интерес использование лития в качестве мишени лития. Выход на литии пропорционален плотности вещества в центре Солнца и поэтому дает новую информацию.

2. Коллапсирующие звезды. В настоящее время близка к завершению первая большая установка в соляных шахтах Артемовска, создаваемая для детектирования импульсов от потоков антинейтрино, испускаемых при коллапсе звезд в нашей Галактике. Планируется мировая сеть таких детекторов, которая позволит определять направление на коллапсирующую звезду. Изучение нейтринных вспышек дает информацию о динамике коллапса звезды.

3. Эволюция галактик. Пространство Вселенной непрозрачно для всех частиц высоких энергий, кроме нейтрино. Весьма перспективен поэтому проект, выдвинутый в США, создания гигантской установки на глубине 5 км в океане, предназначенной для регистрации событий, вызываемых нейтрино (проект ДЮМАНД). Как было показано советскими физиками, эта установка, возможно, будет обладать достаточной светосилой, чтобы регистрировать нейтрино с энергией $10^{15} - 10^{17} \text{ эв}$, образованные в бурную эпоху формирования галактик.

Нейтринная астрофизика только еще зарождается. В близком будущем она явится новым мощным инструментом познания недр звезд и эволюции Вселенной.

539.123(048)

Б. М. Понтекорво. Вопрос об осцилляциях в нейтринных пучках. Осцилляции нейтрино¹ могут иметь место, если существует некоторое (очень слабое) взаимодействие, которое нарушает сохранение лептонных зарядов, отличающих ν_e от ν_μ , ν_μ от ν_τ ... или смешивает различные нейтрино (ν_e , ν_μ ...) между собой. Осцилляция нейтрино аналогичны осцилляциям $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$. При этом $\nu_{e,\mu}$, $\bar{\nu}_{e,\mu}$, как и K^0 , \bar{K}^0 , не описываются стационарными состояниями, так что следует ввести нейтрино ν_1 , ν_2 с определенными массами (m_1 , m_2), суперпозиция полей которых описывает $\nu_{e,\mu}$, $\bar{\nu}_{e,\mu}$. Экспериментальные поиски осцилляций нейтрино являются мощным средством исследования возможных нарушений законов сохранения, так как они позволяют измерять амплитуды процессов (а не их квадраты). Нейтрино с определенными массами могут быть как частицами Майораны², так и частицами Дирака³.

Длина осцилляций L равна $4\pi p / |m_1 - m_2| (m_1 + m_2)$, где p — импульс нейтрино. В случае максимальной амплитуды осцилляций интенсивность электронных нейтрино I_{ν_e} на расстоянии R от источника ν_e дается выражением

$$I_{\nu_e} = \frac{1}{2} I_{\nu_e}^0 \left(1 + \cos 2\pi \frac{R}{L} \right),$$

где $I_{\nu_e}^0$ — интенсивность ν_e , которая ожидается в отсутствие осцилляций.

На ускорителях осцилляции типа $\nu_e \rightleftharpoons \nu_\mu$, в принципе, можно наблюдать, измеряя на данном расстоянии R между детектором нейтрино и нейтринным источником отношение $r = I_{\nu_e} / I_{\nu_\mu}$ интенсивностей электронных и мюонных нейтрино в зависимости от импульса нейтрино p . Отношение r дается выражением

$$r(p) = \frac{1 - \cos(a/p)}{1 + \cos(a/p)},$$

где $a = R |m_1 - m_2| (m_1 + m_2)$ — константа. На ускорителе осцилляции могут наблюдаться, если $M = \sqrt{|m_1 - m_2| (m_1 + m_2)} \geq 0,2$ эв.

Для солнечных нейтрино осцилляции могут быть обнаружены, если сравнить среднюю интенсивность \bar{I}_{ν_e} с интенсивностью $I_{\nu_e}^0$, которая ожидается в случае отсутствия осцилляций. В самом простом случае ¹⁻³, когда имеются два типа нейтрино, $\bar{I}_{\nu_e}/I_{\nu_e}^0 \geq 1/2$, а когда имеются N типов нейтрино ⁴⁻⁵, $\bar{I}_{\nu_e}/I_{\nu_e}^0 \geq 1/N$ или даже ⁶ $\bar{I}_{\nu_e}/I_{\nu_e}^0 \geq 1/2N$. Осцилляции, в принципе, можно обнаружить, если $M \geq 5 \cdot 10^{-7}$ эв.

Опыты, выполненные Дэйвисом с сотрудниками ⁷, несмотря на «пониженный» измеренный сигнал, до сих пор не позволяют сделать вывод о существовании осцилляций, так как ожидаемая интенсивность довольно плохо известна и сама точность измерений пока недостаточна. Представляется весьма обещающим для обнаружения осцилляций Ga — Ge метод регистрации солнечных нейтрино.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Понтекорво, ЖЭТФ 33, 549 (1957).
2. V. Gribov, B. Pontecorvo, Phys. Lett. B28, 493 (1969).
3. S. M. Bilenky, B. Pontecorvo, ibid. B61, 248 (1976).
4. Б. Понтекорво, Письма ЖЭТФ 13, 281 (1971).
5. H. Fritzsch, P. Minkovsky, Preprint CALT-68-525.
6. S. M. Bilenky, B. Pontecorvo, Preprint, JINR E2-9830, Dubna, 1976.
7. R. Davis et al., in: Proc. of Neutrino Conference (1972), pt. 1, 1972, p. 5.
J. Bahcall, R. Davis, Science 191, 264 (1976).