

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКСОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

53(048)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ
И АСТРОНОМИИ АКАДЕМИИ НАУК СССР**

(23—24 февраля 1977 г.)

23 и 24 февраля 1977 г. в конференц-зале Физического института имени П. Н. Лебедева АН СССР состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

23 февраля

1. В. С. Стрелков. Экспериментальные результаты, полученные на токамаке Т-10.
2. М. С. Рабинович. Стеллараторная программа.
3. В. В. Аликеев. СВЧ нагрев плазмы в тороидальных системах.

24 февраля

(совместное заседание Отделения общей физики и астрономии, Отделения ядерной физики и Отделения океанологии, физики атмосферы и географии АН СССР)

1. Г. Т. Зацепин. Проект ДЮМАНД*).
2. Б. А. Долгошеин. Акустическая регистрация нейтрино.
3. В. И. Ильичев. Проект ДЮМАНД и океанологии.

[621 384.6.01+537.311.31](048)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ
И АСТРОНОМИИ АКАДЕМИИ НАУК СССР**

(30—31 марта 1977 г.)

30 и 31 марта 1977 г. в конференц-зале Физического института имени П. Н. Лебедева АН СССР состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР.

30 марта было проведено совместное заседание Отделения общей физики и астрономии и Отделения ядерной физики, посвященное памяти академика В. И. Векслера (к 70-летию со дня рождения). Были заслушаны доклады:

1. И. М. Франк. Вступительное слово.
2. А. М. Балдин. Синхрофазотрон ОИЯИ и его развитие.
3. Я. Б. Файнберг. Коллективные методы ускорения.
4. Е. И. Тамм. Исследования электромагнитных взаимодействий в ФИАНе.

31 марта на сессии были заслушаны доклады:

1. М. И. Каганов. Особенности поглощения скорости звука в металлах, обусловленные локальной геометрией поверхности Ферми.
2. В. Д. Нацик. Электроны проводимости и подвижность дислокаций в нормальных металлах и сверхпроводниках.

Ниже публикуется краткое содержание двух докладов.

*). См. статью Г. Т. Зацепина и В. С. Березинского «Регистрация нейтрино очень высоких энергий: проект ДЮМАНД» (УФН, том 123, вып. 1, май 1977 г., с. 3).

537.311.31(048)

М. И. Каганов. Особенности поглощения и скорости звука в металлах, обусловленные локальной геометрией поверхности Ферми. 1. Электроны металла, как известно, играют существенную роль в поглощении звука¹. Мы обращаем внимание на то, что электронная часть коэффициента поглощения звука Γ_e должна быть весьма чувствительной к изменению топологии ферми-поверхности — к фазовому переходу 2 1/2-го рода (ФП-2 1/2)². Действительно, Γ_e можно записать так³:

$$\Gamma_e = \frac{\omega}{\rho S} \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \oint \frac{dS}{v^2} |\Lambda|^2 \varphi(ql, \mathbf{v}\mathbf{n}), \quad (1)$$

$$\varphi(ql, \mathbf{v}\mathbf{n}) = \frac{ql}{(ql)^2 [\mathbf{v}\mathbf{n} - (s/v)]^2 + 1}, \quad \mathbf{v} = \frac{\mathbf{q}}{q};$$

ω , s , \mathbf{q} — частота, скорость и волновой вектор звука, $q = \omega/s$, ρ — плотность металла, Λ — соответствующая компонента деформационного потенциала, $\Lambda \sim \hbar^2/a^2 m$, a — межатомное расстояние, m — масса электрона; l — длина свободного пробега электронов, v — скорость электрона, $\mathbf{n} = \mathbf{v}/v$ — интегрирование ведется по поверхности Ферми $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_F$, электронный газ предполагается предельно вырожденным ($T \ll \varepsilon_F$).

Наличие v^2 в знаменателе подынтегрального выражения (1) и делает Γ_e особенно чувствительным к ФП-2 1/2. Обратим внимание на то, что при изотропном квадратичном законе дисперсии ($\varepsilon = p^2/2m^*$) Γ_e непосредственно не зависит от p_F ($dS = p_F^2 dO$, $v^2 = p_F^2/m^*$), а значит, и от числа электронов. Это означает, что малые полости поверхности Ферми дают вклад в Γ_e , соизмеримый с большими, так как нет оснований считать, что Λ и l существенно зависят от размеров полости. В работе⁴ особенности Γ_e при ФП = 2 1/2 были рассмотрены в случае коротковолнового звука, когда из (1) имеем

$$\Gamma_e \approx \frac{\omega}{\rho S} \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \oint |\Lambda|^2 \frac{ds}{v^2} \delta\left(\mathbf{v}\mathbf{n} - \frac{s}{v}\right), \quad ql \gg 1, \quad (2)$$

и в поглощении звука принимают участие фермиевские электроны, скорость которых совпадает со скоростью звуковой волны

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_F, \quad \mathbf{v}\mathbf{n} = \frac{|\mathbf{s}|}{v_F}. \quad (3)$$

Электроны, активно взаимодействующие со звуковой волной, располагаются на «пояске» (3), проходящем по ферми-поверхности. «Поясок», если ферми-поверхность — сфера, совпадает с «параллелью», близко расположенной к экватору ($v_F \gg s$; рис. 1).

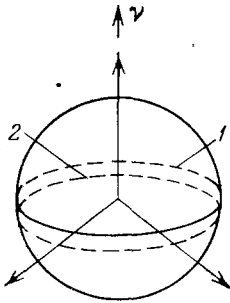


Рис. 1. 1 — «поясок», 2 — экватор.

Согласно⁴ при образовании (исчезновении) полости ферми-поверхности Γ_e испытывает скачок $\delta\Gamma \sim \Gamma_e$ при $z > z_{кр}$, а при разрыве (возникновении) перемычки характер особенности существенно зависит от направления распространения звука относительно оси перемычки: при $\theta < \theta_{кр} = \text{arctg} \sqrt{m_{\perp}/m_{\parallel}}$ Γ_e имеет скачок $\delta\Gamma \sim \Gamma_e$, а при $\theta > \theta_{кр}$ — логарифмическую особенность $\delta\Gamma \sim \Gamma_e \ln |(z - z_{кр})/z_{кр}|$, $z = \varepsilon_F - \varepsilon_{кр}$, $\varepsilon_{кр}$ — значение энергии, при которой изменяется топология изоэнергетических поверхностей; термодинамические характеристики не зависят от характера изменения топологии и имеют особенности при $z = 0$; при образовании новой полости с эффективной массой $m^* z_{кр} = (1/2) m^* s^2$, а при разрыве перемычки $z_{кр} = z_{кр}(\theta)$, где θ — угол между \mathbf{v} и осью перемычки (остальные обозначения — на рис. 2).

В случае длинноволнового звука ($ql \ll 1$) из (1) сле-

$$\Gamma_e \approx \frac{\omega^2}{\rho s^2} \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \oint \frac{l |\Lambda|^2 dS}{v^2}. \quad (4)$$

При низких температурах основной механизм диссипации — рассеяние на примесях и $1/l = N_{пр}\sigma$ ($N_{пр}$ — концентрация примесей, а σ — сечение), т. е. l практически не зависит от \mathbf{p} . Поэтому из (4) следует, что Γ_e при ФП-2 1/2 испытывает скачок при образовании (исчезновении) полости.

2. Поверхности Ферми поливалентных металлов сложны и многообразны^{5, 6}. Все они, как правило, содержат линии параболических точек — точек изменения знака главной кривизны (рис. 3). Благодаря этому «поясок» (3) при изменении направ-

ления распространения должен претерпевать качественные (топологические) изменения *): а) разрыв пояска, слияние двух «поясков» в один, б) появление или исчезновение «пояска» (см. рис. 3, а и б). Те значения v , при которых топология пояска меняется, назовем v_c . При $v = v_c$ «критический поясок» либо содержит точку самопересечения (случай а), точка Х-типа), либо вырождается в точку (случай б), точки О-типа). Критические точки (точки Х- и О-типа) расположены вблизи линии параболических точек, а если пренебречь скоростью звука ($s/v \rightarrow 0$), то на самой линии. Изменение топологии пояска приводит к появлению особенности (по $|v - v_c|$) у $\Gamma_e = \text{Im} \omega$ и, естественно, у $\text{Re} \omega$ (см. таблицу). Каждой линии параболических точек соответствует конус критических направлений v_c . Масштаб особенности тот же, что и при ФП-2 1/2: величина скачка и коэффициент при логарифме $\sim \omega \sqrt{m/M}$, где m — масса электрона, а M — масса иона. Так как $\delta \text{Im} \omega$, $\text{Re} \omega \sim q$, то особенности $\text{Im} \omega$ и $\text{Re} \omega$ надо трактовать как особенности скорости звука $s = s(v)$. Обязательный для поверхности Ферми центр инверсии приводит к тому, что у каждой критической точки есть «антипод» с антипараллельной скоростью. Из-за этого все описанные особенности (по v) должны встречаться близко расположенными парами. Подчеркнем: при $T = 0$ и $l = \infty$ особенность (при $\omega \rightarrow 0$) ничем не размыта. В реальных условиях размывающим фактором служит наибольшая из величин: $\hbar\omega/\epsilon_F$, T/ϵ_F , $1/ql$.

3. Существование особенностей (по v) в структуре «пояска» (3) должно приводить к особенностям многих характеристик металлов (сопротивления тонких пластин, импеданса в условиях аномального скин-эффекта и др.). По-видимому, одним из наиболее чувствительных эффектов может оказаться пиппардовский (геометрический) резонанс в поглощении звука *):

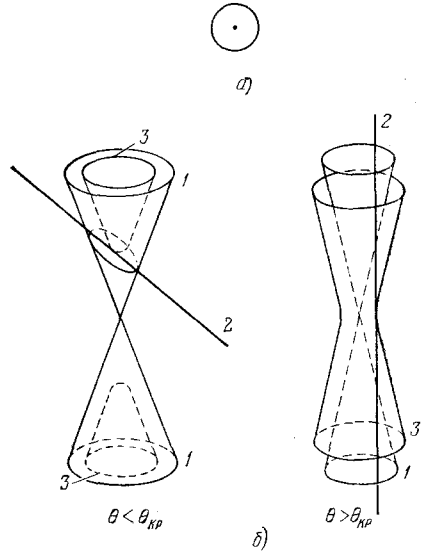


Рис. 2. а) Появление новой плоскости (изоэнергетическая поверхность $\epsilon(\mathbf{p}) = z_{\text{кр}} = m^* s^2 / 2$; при $z = 0$ поверхность вырождается в точку); б) разрыв перемычки (уравнение конической поверхности $1 : (p_{\perp}^2 / 2m_{\perp}) - p_{\parallel}^2 / 2m_{\parallel}) = 0$, 2 — след плоскости, $s = (p_2 \sin \theta / m_{\perp}) - (p_{\parallel} / m_{\parallel}) \cos \theta$. 3 — критические поверхности, $(p_{\perp}^2 / 2m_{\perp}) - (p_{\parallel}^2 / 2m_{\parallel}) = z_{\text{кр}}(\theta)$ — касательные плоскости 2).

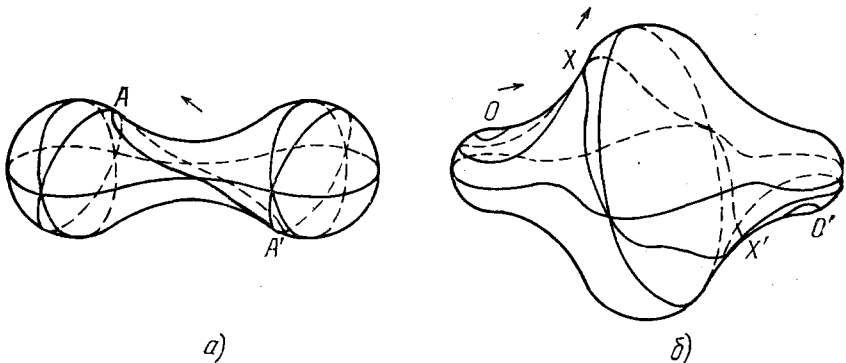




Рис. 3. Примеры изменения топологии «пояска».

а) Поясок $v_{\text{п}} = 0$ имеет две точки Х-типа (А, А'); б) полость, содержащая точки О- и Х-типа (О и О', Х и Х'). Стрелками обозначены критические направления.

топологическое изменение «пояска» должно сопровождаться изменением спектра частот и ростом амплитуды осцилляций.

*) Дальнейший текст — содержание статьи.

Структура «поясков» при $v \approx v_c$	$\text{Im } \omega$	$\text{Re } \omega$
Точки О-типа 	$\delta \Gamma_e \sim \Gamma_e$	$\Gamma_e \ln v - v_c $
Точки Х-типа 	$\Gamma_e \ln v - v_c $	$\delta \text{Re } \omega \sim \Gamma_e$

Так как параболические точки суть точки уплощения поверхности, то диаметр, соединяющий две такие точки с антипараллельными скоростями, должен генерировать усиленную особенность Мигдала — Кона⁹ (см. рис. 3, а также¹⁰). Все перечисленные здесь особенности — следствия особенностей локальной геометрии поверхности Ферми, которые с необходимостью присутствуют почти у всех металлов.

Пользуюсь случаем поблагодарить А. Ф. Андреева за ценное замечание, высказанное на заседании. Оно нашло отражение в настоящем изложении.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Ахизер, ЖЭТФ 8, 1330 (1938).
2. И. М. Лифшиц, ЖЭТФ 38, 1569 (1960).
3. А. И. Ахизер, М. И. Каганов, Г. Я. Любарский, ЖЭТФ 32, 837 (1957).
4. В. Н. Давыдов, М. И. Каганов, Письма ЖЭТФ 16, 133 (1972); ЖЭТФ 67, 1491 (1974).
5. У. Харрисон, Псевдопотенциал в теории металлов, М., «Мир», 1968.
6. Ю. П. Гайдуков, Топология поверхностей Ферми металлов (справочная таблица), приложение II в кн.: И. М. Лифшиц, М. Я. Азбелъ, М. И. Каганов, Элементарная теория металлов, М., «Наука», 1971.
7. Г. Т. Аванесян, М. И. Каганов, Ю. Т. Лисовская, Письма ЖЭТФ 25, 381 (1977).
8. A. V. Pippard, Phil. Mag. 2, 1147 (1955).
9. А. В. Мигдал, ЖЭТФ 34, 1438 (1958).
W. Kohn, Phys. Rev. Lett. 3, 393 (1959).
10. А. М. Афанасьев, Ю. Каган, ЖЭТФ 43, 1456 (1962);
М. И. Каганов, А. И. Семенов, ЖЭТФ 50, 630 (1966).

537.311.31(048)

В. Д. Нацк. Электроны проводимости и подвижность дислокаций в нормальных металлах и сверхпроводниках. Задача о влиянии электронов проводимости на подвижность дислокаций в металлах возникла в связи с экспериментальными наблюдениями влияния сверхпроводящего перехода на дислокационное поглощение ультразвука^{1, 2} и кинетику пластической деформации³⁻⁵ (здесь цитируются только работы, в которых обсуждаемые эффекты отмечены впервые, подробная библиография по данному вопросу имеется в обзоре⁶). Диссипативные свойства металлов в области низких температур, как известно, определяются поглощающей способностью электронов проводимости. В этих условиях электронная вязкость оказывается главным механизмом динамических потерь дислокаций и любое ее изменение (например, резкое понижение при сверхпроводящем переходе) должно сопровождаться изменением подвижности дислокаций и тем самым влиять на механические характеристики металлов, связанные с их движением.

Сила электронного трения дислокации в нормальном металле впервые вычислена Кравченко⁷ и независимо Голдстейном⁸ (см. приложение к работе²). Позже различные детали этой задачи изучались в работах⁹⁻¹¹. Взаимодействие электронов проводимости с полем деформации дислокации обычно описывается феноменологически посредством введения некоторого потенциала $U(r, t)$, переходящего на больших по сравнению с межатомными расстояниями от линии дислокации в деформационный потенциал $U(r, t) = \lambda_{in} u_{in}(r, t)$ (u_{in} — тензор упругой деформации движущейся дислокации, λ_{in} — постоянные величины порядка ширины электронной зоны). Благодаря этому потенциалу движущаяся дислокация вызывает переходы в электронной

системе, расходуя на ее возмущение энергию; эквивалентная сила торможения определяется как энергия, поглощаемая электронами при перемещении дислокации на единицу пути. Обычно предполагается, что $\max |U(r, t)| < \epsilon_F$ (ϵ_F — энергия Ферми), т. е. присутствие дислокации не приводит к коренной перестройке электронной структуры металла, в частности, не нарушает систематику энергетических зон; данное условие позволяет получить полуколичественную оценку силы трения в приближении линейного отклика. Вычисляя силу трения равномерно движущейся дислокации удобно представить потенциал $U(r - Vt)$ (V — скорость дислокации) в виде суперпозиции волн

$$U(r - Vt) = \sum_q U(q) e^{i(qr - \omega_q t)}, \quad \omega_q = qV. \quad (1)$$

В приближении линейного отклика воздействие каждой из этих волн на электроны может рассматриваться независимо, поэтому дальнейший расчет подобен расчету поглощения ультразвука в металлах. Оказывается, что основной вклад в силу торможения вносят волны с предельно большими волновыми числами $q \sim 1/a$ (a — постоянная решетки). Для таких волн всегда выполнено неравенство $ql \gg 1$ (l — длина свободного пробега электрона), поэтому их взаимодействие с электроном можно рассматривать как квантовомеханический процесс столкновения электрона с фоном. Вычисление силы торможения этим способом сводится к подсчету числа электронных переходов с поглощением энергии $\hbar\omega_q$.

В простейшем случае свободного электронного газа указанный путь приводит^{1, 2} к следующему выражению для силы трения в нормальном металле F_N , отнесенной к единице длины дислокации:

$$F_N = B_N V, \quad B_N = \frac{2m^2}{(2\pi\hbar)^3} \int_{q < 2k_F} d^2q \frac{sq}{q} |U(q)|^2 \sim bn p_F, \quad (2)$$

здесь b — величина вектора Бюргера дислокации, n — плотность электронов, $p_F = \hbar k_F$ — фермиевский импульс, $s = V/V$. Ограничение предела интегрирования по q сверху значением $2k_F$ — суть проявления известной особенности Мигдала — Кона, возникающей из-за фермиевской статистики и несоизмеримости электронных и дислокационных скоростей ($V \ll v_F$): законы сохранения импульса и энергии электрона сводятся к равенствам $\epsilon(\mathbf{p} + \hbar\mathbf{q}) - \epsilon(\mathbf{p}) = \hbar\omega_q$ и $\epsilon(\mathbf{p}) = \epsilon_F$, которые выполняются только при $q < 2k_F$. Учет особенностей реальной электронной структуры металла (сложной формы поверхности Ферми, блоховского характера электронных возбуждений и т. д.) приводит в ряде случаев к существенному изменению выражения (2). В частности, наличие на поверхности Ферми больших плоских участков при определенных ориентациях дислокации может привести к появлению зависимости коэффициента трения B_N от длины свободного пробега электрона¹⁰. Учет процессов переброса¹¹ приводит к выражению $B_N = \sum_{\beta} B_{\beta}^{(N)}$, где суммирование ведется по век-

торам обратной решетки, а $B_{\beta}^{(N)}$ — лагаемые вида (2), в которых аргумент функции $U(q)$ следует заменить на $q + \beta$. При больших значениях β функция $|U(q + \beta)|^2 \propto e^{-2(s\beta)d}$ (d — ширина ядра дислокации), поэтому слагаемые с $\beta \neq 0$, возникающие из-за перебросов, имеют заметную величину только для дислокаций с малой шириной ядра ($2(s\beta) \min d \sim 1$) и экспоненциально малы в противоположном случае.

Обратим внимание также на своеобразный электропластический эффект: со стороны протекающего в металле тока на дислокацию действует сила увлечения¹², которая в принципе должна вызывать перемещение дислокаций, т. е. пластическую деформацию. Величина силы увлечения определяется выражением

$$F = B_N \tilde{V},$$

где \tilde{V} — дрейфовая скорость электронов. Однако для получения заметного эффекта требуются весьма высокие плотности тока.

Сложный характер энергетического спектра сверхпроводника (наличие щели $\Delta = \Delta(T)$) приводит к существенному усложнению скоростной зависимости и к появлению резкой температурной зависимости силы трения¹¹⁻¹⁵. Взаимодействие электронных возбуждений сверхпроводника с волнами (1) сводится к процессам двух типов: рассеянию возбуждений и генерации пар возбуждений (разрыву куперовских пар). Процессы первого типа возможны только при $T \neq 0$ (при $T = 0$ возбуждения отсутствуют) и приводят к линейному по скорости слагаемому в силе трения:

$$\tilde{F}_{s1} = B_s(T) V, \quad B_s = \frac{2B_N}{1 + e^{\Delta/T}}, \quad V \ll \frac{\Delta}{p_F}. \quad (3)$$

Процессы второго типа в случае сверхпроводящего газа свободных электронов приводят к появлению слагаемого в силе трения, имеющего пороговый характер: закон сохранения энергии

$$\sqrt{[\varepsilon(\mathbf{p}) - \varepsilon_F]^2 + \Delta^2} + \sqrt{[\varepsilon(\mathbf{p} + \hbar\mathbf{q}) - \varepsilon_F]^2 + \Delta^2} = \hbar\omega_q$$

с учетом условия $q < 2k_F$ выполняется только при значениях скорости дислокации $V > V_0 = \Delta/p_F$. Соответствующая часть силы торможения имеет вид

$$F_{s2} = \chi(V - V_0) \Phi(V, T), \tag{4}$$

где χ — единичная ступенчатая функция, а $\Phi(V, T)$ — регулярная монотонно возрастающая функция своих аргументов, переходящая при $T \rightarrow T_c$ и при $V \gg V_0$ в функцию $F_N = B_N V$, а $\lim_{V \rightarrow V_0} \Phi(V, T) = 0$. Учет процессов переброса ¹¹ приводит, строго говоря, к исчезновению порогового эффекта: законы сохранения в процессах второго типа

сводятся в этом случае к равенству $\sqrt{[\varepsilon(\mathbf{p}) - \varepsilon_F]^2 + \Delta^2} + \sqrt{[\varepsilon(\mathbf{p} + \hbar\mathbf{q}) - \varepsilon_F]^2 + \Delta^2} = \hbar\omega_{q+\beta}$, которое выполняется для сколь угодно малых значений скорости V , если учитывать перебросы с достаточно большим значением β . При $T = 0$ сила торможения принимает вид

$$F_s(V, 0) = \sum_{\beta} \chi(V - V_{\beta}) \Phi_{\beta}(V) e^{-2(s\beta)d}, \quad \{V_{\beta} = \frac{V_0}{1 + (s\beta/k_F)}\}, \tag{5}$$

где $\Phi_{\beta}(V)$ — монотонно возрастающие функции, переходящие при $V \gg V_{\beta}$ в $B_{\beta}^{(N)} \cdot V$ и обращающиеся в нуль при $V = V_{\beta}$. Схематический вид функции $F_s(V, 0)$ при $T = 0$ показан на рис. 1. Следует отметить, что для дислокаций с широкими ядрами

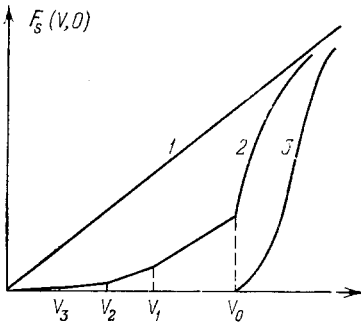


Рис. 1. Схематический вид скорости зависимости силы электронного торможения дислокации при $T = 0$.

1 — сила торможения в нормальном металле; 2 — сила торможения в сверхпроводнике, полученная с учетом процессов переброса; 3 — сила торможения в сверхпроводнике для модели свободных электронов.

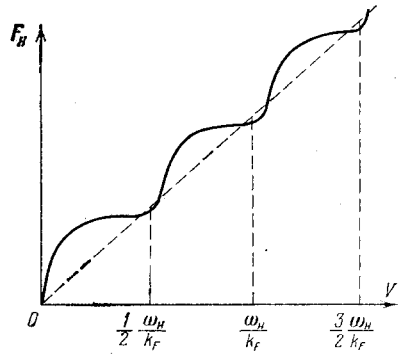


Рис. 2. Схема скорости зависимости силы электронного торможения дислокации в квантующем магнитном поле (линия дислокации направлена вдоль поля).

Штриховой линией показана сила торможения в отсутствие поля.

($2(s\beta)_{\min} d \gg 1$) роль процессов переброса незначительна и пороговый эффект качественно сохраняется.

Учет процессов переброса не нарушает также линейную зависимость (3) силы трения $F_s(V, T)$ от скорости в области достаточно малых скоростей $V \ll V_0$ с при любом размере ядра; однако коэффициент B_N в (3) должен, естественно, вычисляться с учетом перебросов.

Скачок силы трения $F_N - F_s$ при сверхпроводящем переходе приводит к скачку деформирующего напряжения $\delta\sigma_{Ns} = (F_N - F_s)/b$, который обеспечивает движение дислокации с заданной скоростью V при изменении силы трения. При скоростях $V \ll V_0$

$$\delta\sigma_{Ns} \sim \frac{B_N V}{b} \text{th} \frac{\Delta}{2T}.$$

Для типичных сверхпроводников $(\delta\sigma_N)_{\max} \sim 1-10 \text{ кГ/см}^2$, эта оценка согласуется по порядку величины со скачком деформирующего напряжения при сверхпроводящем переходе, зарегистрированном в экспериментах.

Определенный интерес представляет влияние на подвижность дислокаций в металлах сильных магнитных полей. Диссипативные свойства электронов, а вместе с ними и сила торможения дислокаций, претерпевают в магнитном поле изменения, обусловленные перестройкой электронного спектра вследствие квантования Ландау. Исследование показали¹⁶⁻¹⁸, что значительные эффекты возникают в сильных (квантовых) магнитных полях $\omega_H \tau \gg 1$ (ω_H — циклотронная частота, τ — время свободного пробега электронов). Наиболее сильное влияние магнитное поле оказывает на подвижность прямолинейных дислокаций, ориентированных строго по направлению поля. Для таких дислокаций сила трения F_H при малых скоростях $V \ll \omega_H/2k_F$ равна^{16, 17}

$$F_H = \frac{1}{\pi} \omega_H \tau B_N V. \quad (7)$$

При скоростях $V > \omega_H/2k_F$ имеют место осцилляции в зависимости $F_H(V)$ с периодом $\omega_H/2k_F$ ¹⁷, обусловленные электронными переходами между различными уровнями Ландау (рис. 2). Разориентация между направлением поля и линией дислокации на угол $\varphi \gg (2k_F r_H)^{-1}$ (r_H — ларморовский радиус) приводит к исчезновению сильного влияния поля на ее подвижность¹⁸; сохраняются только слабые квантовые осцилляции силы торможения с изменением магнитного поля, повторяющие известные осцилляции плотности электронных состояний.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Love, R. Show, Rev. Mod. Phys. 36, 260 (1964).
2. B. Tittman, H. Bömmel, Phys. Rev. 151, 178 (1966).
3. V. Startsev, V. Pustovalov, V. Fomenko, in: Proc. of the Intern. Conference on Strength Metals and Alloys (Tokyo, 1967), Trans. Japan Inst. Met., Suppl. 9, 843 (1968); ФТТ 11, 1382 (1969).
4. Н. Кojима, Т. Suzuki, Phys. Rev. Lett. 21, 896 (1968).
5. И. А. Гиндин, Б. Г. Лазарев, Я. Д. Стародубов, В. П. Лебедев, ДАН СССР 188, 803 (1969).
6. М. И. Каганов, В. Я. Кравченко, В. Д. Нацик, УФН 111, 655 (1973).
7. В. Я. Кравченко, ФТТ 8, 927 (1966).
8. A. Grailsford, Phys. Rev. 186, 959 (1969).
9. В. И. Альшиц, В. Л. Инденбом, ЖЭТФ 64, 1808 (1973).
10. В. И. Альшиц, ЖЭТФ 67, 2215 (1974).
11. В. Д. Нацик, ФНТ 2, 933 (1976).
12. В. Я. Кравченко, ЖЭТФ 51, 1676 (1966).
13. М. И. Каганов, В. Д. Нацик, Письма ЖЭТФ 11, 550 (1970); ЖЭТФ 60, 326 (1971).
14. G. Hoffman, N. Laut, Phys. Rev. Lett. 24, 1055 (1970).
15. В. Г. Барьяхтар, Е. И. Друинский, И. М. Фалько, ФММ 33, 1 (1972).
16. В. Я. Кравченко, Письма ЖЭТФ 12, 551 (1970).
17. В. Д. Нацик, Л. Г. Потемкина, ЖЭТФ 67, 240 (1974).
18. А. М. Гришин, Э. А. Канер, Э. П. Фельдман, ЖЭТФ 70, 1445 (1976).

539.12.01(048)

НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ АКАДЕМИИ НАУК СССР

(21 апреля 1977 г.)

21 апреля 1977 г. в конференц-зале Физического института имени 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. И. И. Соболевман, И. Б. Хрипович. Проверка современных теорий слабого взаимодействия в оптических экспериментах.
2. А. А. Комар. Нейтральные токи в физике слабых взаимодействий.
3. Б. Г. Ерозолимский. Бета-распад нейтрона.

Ниже публикуется краткое содержание двух из прочитанных докладов.

539.12.01(048)

И. И. Собельман, И. Б. Хриплович. Проверка современных теорий слабого взаимодействия в оптических экспериментах. В настоящее время есть все основания ожидать, что оптические эксперименты способны дать ответ на вопрос о том, существует ли несохраняющее четности слабое взаимодействие электронов с нуклонами, вызываемое так называемыми нейтральными токами. Вопрос этот является сейчас чрезвычайно важным, поскольку фактически речь идет о проверке моделей, описывающих единым образом электромагнитные и слабые взаимодействия элементарных частиц. Взаимодействие через нейтральные точки было обнаружено в экспериментах по рассеянию нейтрино на протонах и электронах. Недавно появились экспериментальные свидетельства о несохранении четности в таких взаимодействиях. Относительно же слабого взаимодействия электронов с нуклонами или друг с другом никаких экспериментальных фактов нет. В ближайшее время такие факты могут быть получены, по-видимому, только в оптических экспериментах.

Если между атомными электронами и нуклонами ядра имеется взаимодействие через нейтральные токи, нарушающее сохранение четности, то в атоме должно иметь место смешивание состояний различной четности, приводящее к циркулярной поляризации излучения некоторых магнитно-дипольных переходов. Возможны эксперименты двух типов — измерение разности $\Delta\sigma$ сечений поглощения право- и левополяризованных фотонов σ_+ , σ_- — и измерение угла поворота плоскости поляризации световой волны θ . Впервые на обе эти возможности обратил внимание Я. Б. Зельдович¹. Чрезвычайно важный шаг был сделан М. Бушиа и К. Бушиа, которые показали, что обсуждаемые эффекты резко усиливаются в тяжелых атомах и предложили конкретный и вполне реальный эксперимент по обнаружению различия σ_+ , σ_- на переходе $6s_{1/2} - 7s_{1/2}$ в атоме цезия². Затем в работах³⁻⁵ была показана реальная возможность обнаружения оптической активности паров тяжелых элементов таллия, свинца и висмута.

Если отправляться в оценках от наиболее популярной в настоящее время модели единой теории Вайнберга — Салама, то в наиболее благоприятных условиях речь идет о величинах $\Delta\sigma/\sigma \sim 10^{-4}$ и $\theta \sim 10^{-8}$ рад/см. Эффекты такого масштаба, безусловно, могут быть обнаружены, хотя и требуют применения лучших достижений современной техники оптического эксперимента (лазерные источники света с перестраиваемой частотой и т. п.); см.^{6, 7}.

Привлекательность оптических экспериментов связана с двумя обстоятельствами. Поиски искомых эффектов можно вести на целом ряде переходов в различных атомах. Современные приближенные методы расчетов атомных характеристик позволяют провести пересчет от наблюдаемых эффектов к исходному гамильтониану слабого взаимодействия с точностью $\sim 30-50\%$. Таким образом, появляется возможность надежной и весьма полной экспериментальной проверки различных теоретических моделей слабого взаимодействия. В настоящее время экспериментальные работы по поиску эффектов несохранения четности в атомах начаты во Франции, США, Англии, а также в Институте ядерной физики СО АН СССР в Новосибирске и Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР в Москве.

Первые предварительные результаты экспериментов по оптической активности паров висмута в Англии и США были опубликованы в декабре 1976 г.⁸ Авторы считают, что эти результаты свидетельствуют о том, что эффект существенно меньше предсказываемого моделью Вайнберга — Салама. Во всяком случае эффект не превышает предсказываемого упомянутой моделью. Нет сомнения, что в самое ближайшее время в этот вопрос будет внесена полная ясность.

Примечание при корректуре. Окончательные результаты эксперимента по двум линиям висмута показывают⁹, что, примерно с десятикратным запасом, эффекта, предсказываемого теорией Вайнберга — Салама, нет.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ 36, 964 (1959).
2. М. А. Vouchiat, С. С. Vouchiat, Phys. Lett. B48, 111 (1974).
3. И. Б. Хриплович, Письма ЖЭТФ 20, 636 (1974).
4. P. G. H. Sanders, in: Atomic Physics, v. IV, N.Y., Plenum Press, 1975.
5. D. C. Soreide, E. N. Forston, Bull. Amer. Phys. Soc. 20, 491 (1975).
6. В. А. Алексеев, Б. Я. Зельдович, И. И. Собельман, УФН 118, 386 (1976).
7. А. Н. Москалев, Р. Н. Рындия, И. Б. Хриплович, УФН 118, 409 (1976).
8. P. E. G. Baird, M. W. S. M. Brimicombe, G. J. Roberts, P. G. H. Sanders, D. C. Soreide, E. N. Forston, L. L. Lewis, E. G. Lindahl, Nature 264, 528 (1976).

9. L. Lewis, J. Hollister, D. Sorvide, E. Lindahl, E. Forsstrom, Phys. Rev. Lett. 39, 795 (1977).
P. Baird, M. Brimicombe, R. Hunt, G. Roberts, P. Sanders, D. Stacey, *ibid.*, p. 798.

539.12.01(048)

А. А. Комар. Нейтральные токи в физике слабых взаимодействий. В области энергий, доступной для изучения в современном эксперименте, динамика слабых взаимодействий хорошо передается феноменологическим лагранжианом вида

$$\mathcal{L}_{сл} = \frac{G}{\sqrt{2}} J_i \times J_i^+,$$

где G — константа слабых взаимодействий, J_i — операторы, билинейные по полям частиц, участвующих в слабом процессе, называемые слабыми токами.

До недавнего времени все известные слабые процессы оказывалось возможным описать на базе $\mathcal{L}_{сл}$, используя представление только о заряженных слабых токах J_μ^{3T} ($\mu = 1, 2, 3, 4$), т. е. векторных операторах, меняющих электрический заряд системы частиц на единицу. (Более точно, J_μ^{3T} представляется линейной комбинацией вектора V и аксиала A , что обуславливает, в частности, известное явление нарушения пространственной четности в слабых процессах). Соответствующий лагранжиан $\mathcal{L}_{сл}$ имеет вид

$$\mathcal{L}_{сл}^{3T} = \frac{G}{\sqrt{2}} J_{\alpha\mu}^{3T} \times J_\mu^{3T+}.$$

В 1973 г. были обнаружены¹ процессы слабых взаимодействий, которые потребовали для своего истолкования введения также нейтральных слабых токов J_i^{HT} , т. е. таких операторных образований, которые не меняют электрический заряд системы частиц. Отвечающий им лагранжиан взаимодействия можно записать в виде

$$\mathcal{L}_{сл}^{HT} = \frac{G}{\sqrt{2}} \beta^2 J_i^{HT1} \times J_i^{HT+}$$

где β — константа.

В настоящее время наблюдались следующие процессы, порождаемые нейтральными слабыми токами:

- (I) $\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + \text{адроны}$, (III) $\nu_\mu + p \rightarrow \nu_\mu + p$,
 (II) $\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \text{адроны}$, (IV) $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \bar{\nu}_\mu + p$,
 (V) $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$, (VI) $\bar{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^-$.

На основании изучения указанных процессов^{2, 3} можно сделать следующие заключения:

- 1) Константа $\beta \lesssim 1$.
- 2) В процессах I—VI, обусловленных нейтральными токами, нарушается пространственная четность.
- 3) По своим трансформационным свойствам относительно группы Лоренца нейтральный ток J_i^{HT} не является ни скаляром S , ни псевдоскаляром P , ни их комбинацией; он не является также чистым вектором V или чистым аксиалом A .
- 4) Наиболее вероятно, что J_i^{HT} — линейная комбинация V и A , хотя малые примеси других вариантов не исключаются.
- 5) С точки зрения изотопической структуры J_i^{HT} не является чистым изоскаляром и, скорее всего, представляется комбинацией третьей компоненты изовектора и изоскаляра.

Все наблюдаемые проявления нейтральных слабых токов связаны с нейтральными токами, сохраняющими странность. Нейтральные слабые токи с подобными свойствами естественно возникают в моделях калибровочных теорий поля, единым образом описывающих электромагнитные и слабые взаимодействия (см. ⁴). Возникновение нейтральных токов в этих моделях обусловлено наличием в них одного (или нескольких) массивных ($\gtrsim 80 \text{ ГэВ}$) нейтральных векторных промежуточных бозонов. Связанные с промежуточными бозонами нейтральные токи в общем случае являются смесью вектора и аксиала. Имеющиеся данные по процессам, вызываемым нейтральными токами,

пока не противоречат предсказаниям простейшей модели такого рода — модели Салама — Вайнберга⁵. Предложены варианты построения подобных моделей⁶, в которых, помимо нейтральных токов, сохраняющих странность, присутствуют нейтральные токи, нарушающие очарование. Распады очарованных частиц типа $D^\pm \rightarrow \pi^\pm l^+ l^-$ или $D^0 \rightarrow l^+ l^-$ в этом случае предоставят дополнительную возможность изучения нейтральных токов.

Нейтральные токи отражают новый, пока плохо исследованный аспект динамики слабых взаимодействий. Важной задачей является всестороннее изучение нейтральных токов. Большой интерес в этой связи вызывает исследование проявлений нейтральных слабых токов в атомной физике, которые связаны со слабым взаимодействием электронов с нуклонами и являются независимым от нейтринных процессов источником информации о нейтральных токах (см. ⁷). Предсказываемые величины эффектов в этом случае (например, угол поворота плоскости поляризации) весьма чувствительны к выбранной модели слабого взаимодействия⁸. Другая интересная возможность исследования нейтральных токов связана с анализом угловой асимметрии в реакции $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ — во встречных пучках при высоких энергиях⁹. Изучение нейтральных токов, несомненно, позволит глубже понять природу слабых взаимодействий.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. J. Hasert et al., Phys. Lett. B46, 138 (1973).
2. S. S. Gershstein, in: Proc. of the 13th Intern. Conference on High Energy Physics, Dubna, 1977, p. B125.
3. J. Smith, *ibid.*, p. B184.
4. B. W. Lee, in: Proc. of the 16th Intern. Conference on High Energy Physics, Batavia, 1972, v. IV, p. 249.
5. S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19, 1364 (1967); Phys. Rev. D5, 1412 (1972); A. Salam, in: Proc. of the Nobel Symposium, Stockholm, Almquist and Wiksells, 1968.
6. Y. Achiman, T. Walsh, Phys. Lett. B66, 173 (1977) (см. там ссылки на более ранние работы).
7. I. B. Khriplovich, цит. в ² сборник, p. B180.
8. V. Barger, D. V. Nanopoulos, Univ. of Wisconsin Preprint COO-562, Sept. 1976.
9. J. Godine, A. Hancey, Phys. Rev. D6, 3301 (1972).

539.125.5(048)

Б. Г. Ерозолимский. Бета-распад нейтрона. За тридцать лет с момента открытия бета-распада нейтрона сделано около 30 экспериментальных работ, в которых изучался этот элементарный процесс ядерного бета-распада, и в том числе за последние три года опубликовано пять новых исследований, в которых существенно улучшена точность измерений.

В этих работах измерялись следующие характеристики бета-распада нейтрона:

- 1) время жизни свободного нейтрона;
- 2) угловая корреляция между направлениями вылета электрона и антинейтрино — константа a ;
- 3) угловые корреляции в распаде поляризованных нейтронов:
 - а) σ_p — константа A ,
 - б) σ_n — константа B ,
 - в) $\sigma [p_e p_n]$ — константа D .

После 1970 г. получены следующие новые результаты измерений, помимо тех, которые вошли в обзор¹:

1. В Австрии Добровемским и др. получено новое значение константы a^2 методом измерения суммарного спектра протонов отдачи. Результат — $a = -0,099 \pm 0,011$.

2. Проведены два измерения электрон-спиновой корреляции (константа A) в Аргоннской лаборатории (США)³ и в Институте Атомной энергии им. И. В. Курчатова⁴:

$$A = -0,110 \pm 0,008^3, \quad A = -0,115 \pm 0,006^4.$$

3. Сделаны еще две попытки обнаружить T -нечетную корреляцию (измерение константы D) в ИАЭ им. И. В. Курчатова⁵ и в Институте Лауэ — Ланжевена в Гренобле (Франция)⁶:

$$D = -0,0027 \pm 0,0033^5, \quad D = -0,0011 \pm 0,0017^6.$$

Значения фазового угла между константами G_A и G_V , которые получаются из этих измерений, следующие:

$$\theta = (180,35 \pm 0,42)^\circ \text{ из данных } ^5, \quad \theta = (180,14 \pm 0,22)^\circ \text{ из данных } ^6.$$

Уместно отметить, что в последней работе Принстонской группы ⁷, в которой измерялась аналогичная T -нечетная корреляция в бета-распаде Ne^{19} , получен рекордный по точности результат:

$$\theta = (179,94 \pm 0,11)^\circ.$$

Все это свидетельствует о том, что, по-видимому, в слабом взаимодействии, ответственном за бета-распад ядер, нет нарушения T -четности (во всяком случае такого масштаба, как обнаруженное в распаде K -мезонов).

Средневзвешенные значения констант угловых корреляций A , B и a по всем проведенным измерениям равны соответственно ⁸

$$A = -0,1139 \pm 0,0040, \quad B = 0,995 \pm 0,028, \quad a = -0,0985 \pm 0,0097$$

Вычисленное на основе этих величин усредненное значение G_A/G_V равно

$$\frac{G_A}{G_V} = -1,259 \pm 0,009 \text{ ,}$$

что хорошо согласуется со значением G_A/G_V , полученным на основе данных об $(f\tau)$ нейтрона и $(f\tau) 0 \rightarrow 0$ переходов:

$$\frac{G_A}{G_V} = -1,245 \pm 0,011 \text{ }^{10}.$$

Усредненные значения констант A , B и a вполне хорошо согласуются с требованиями, вытекающими из $V - A$ -варианта теории, а именно, чтобы $1 + A = B + a$ и $A^2 + A = Ba$ ⁸, однако, тем не менее существующие точности в знании констант, в особенности нейтринных угловых корреляций, пока недостаточны, чтобы можно было исключить довольно значительные вклады S - и T -вариантов (на уровне 25—30% от соответственно V - и A -вариантов).

Дальнейший прогресс в точности измерения константы электрон-спиновой корреляции позволит также попытаться обнаружить эффекты слабого магнетизма и токов второго рода в бета-распаде нейтрона, что, несомненно, представляло бы значительный интерес. Для этого нужно, чтобы был исследован ход константы A от энергии электронов распада, т. е. измерена величина dA/dE с точностью не менее 10^{-3} Мэв^{-1} .

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Г. Ерозолимский, УФН **116**, 145 (1975).
2. R. Dobrozevskiy, E. Kerschbaum, G. Moraw, H. Paul, C. Strato-
towa, P. Weinzierl, Phys. Rev. **D11**, 510 (1975).
3. V. Krohn, G. Ringo, Phys. Lett. **B55**, 175 (1975).
4. Б. Г. Ерозолимский, Ю. А. Мостовой, А. И. Франк, С. С. Арзу-
манов, Письма ЖЭТФ **23**, 720 (1976).
5. Б. Г. Ерозолимский, Ю. А. Мостовой, В. П. Федунин,
А. И. Франк, О. В. Хахан, *ibid.* **20**, 745 (1974).
6. R. I. Steinberg, P. Liaud, B. Vignon, V. W. Hughes, Phys. Rev.
Lett. **33**, 41 (1974).
7. R. Valtrusaitis, F. Galaprice, *ibid.* **38**, 464 (1977).
8. Ю. А. Мостовой, А. И. Франк, Письма ЖЭТФ **24**, 43 (1976).
9. А. И. Франк, Автореферат канд. диссертации, М., ИТЭФ, 1976.
10. A. Krofi, H. Paul, Zs. Phys. **267**, 129 (1974).

[523.42+539.12](048)

НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ АКАДЕМИИ НАУК СССР

(25—26 мая 1977 г.)

25 и 26 мая 1977 г. в конференц-зале Физического института имени П. Н. Лебедева АН СССР состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

25 мая

1. Г. С. Иванов-Холодный, М. А. Колосов, Н. А. Савич, Ю. Н. Александров, М. Б. Васильев, А. С. Вышков, В. М. Дубровин, А. Л. Зайцев, В. А. Самовол, Л. Н. Самознаев, А. И. Сидоренко, А. Ф. Хасянов, Д. Я. Штерн. Ионосфера Венеры по данным спутников «Венера-9, 10» и некоторые особенности ее формирования.

2. М. А. Колосов, О. И. Яковлев, Т. С. Тимофеева, Е. В. Чуб, А. И. Ефимов, С. С. Матюгов, А. Г. Павельев, А. И. Кучерявенков, И. Э. Калашников. Результаты радиопросвечивания нейтральной атмосферы Венеры и биостатической локации ее поверхности при помощи спутников «Венера-9, 10».

3. М. А. Колосов, О. И. Яковлев, А. И. Ефимов, В. М. Разманов, В. И. Рогальский, В. К. Штрыков. Неоднородная структура околосолнечной плазмы и размытие спектра радиоволн по результатам радиопросвечивания при помощи спутника «Венера-10».

4. М. А. Колосов, Н. А. Савич, М. Б. Васильев, А. С. Вышков, В. И. Рогальский, В. А. Самовол, Л. Н. Самознаев. Исследования околосолнечной плазмы методом дисперсионного интерферометра при полете спутников «Венера-9, 10».

26 мая

(совместное заседание Отделения общей физики и астрономии и Отделения ядерной физики АН СССР)

1. А. М. Поляков. Свойства вакуума в калибровочных теориях.

2. В. А. Хозе. Тяжелый лептон τ^\pm в e^+e^- -аннигиляции.

3. М. И. Высоккий, А. Д. Долгов, Я. Б. Зельдович. Космические ограничения на массы нейтральных лептонов.

4. М. А. Шифман. Чармоний и асимптотическая свобода.

Ниже публикуется краткое содержание шести презентационных докладов

523,42(048)

Г. С. Иванов-Холодный, М. А. Колосов, Н. А. Савич, Ю. Н. Александров, М. Б. Васильев, А. С. Вышков, В. М. Дубровин, А. Л. Зайцев, В. А. Самовол, Л. Н. Самознаев, А. И. Сидоренко, А. Ф. Хасянов, Д. Я. Штерн. Ионосфера Венеры по данным спутников «Венера-9, 10» и некоторые особенности ее формирования. 1. Вывод космических аппаратов «Венера-9, 10» на орбиты спутников Венеры впервые позволил осуществить многократное двухчастотное радиопросвечивание ионосферы этой планеты. Методика этих экспериментов, проводившихся в период с 24.10.75 г. по 7.12.75 г., аналогична применявшейся при изучении ионосферы Марса¹. В указанный период времени расположение Солнца, Венеры и Земли было таково, что угол «Солнце — Венера — Земля» был близок к прямому и радиопросвечивание ионосферы Венеры осуществлялось при заходах аппаратов за планету в районах полуденного, а при выходах — полуденного меридианов. Зенитные углы Солнца в просвечиваемых областях лежали в пределах $10^\circ \leq z_\odot \leq 166^\circ$.

2. Дневная ионосфера Венеры. Всего было проведено 13 успешных сеансов радиопросвечивания дневной ионосферы Венеры при зенитных углах Солнца $10^\circ \leq z_\odot \leq 87^\circ$. Предварительный анализ результатов измерений показал, что для получения высотных профилей $N(h)$ электронной концентрации необходим учет рефракции радиоволн в ионосфере планеты. Методика приближенного решения обратной задачи двухчастотного радиопросвечивания в предположении сферической симметрии, но с учетом рефракции была предложена и разработана Л. Н. Самознаевым, который выполнил и всю последующую вторичную обработку результатов измерений.

На рис. 1 представлены три $N(h)$ -профиля, наиболее типичных для малых ($z_\odot \approx 14^\circ$), средних ($z_\odot \approx 58^\circ$) и больших ($z_\odot \approx 83^\circ$) зенитных углов Солнца. Погрешность определения профилей в различных сеансах составляет 200—500 см^{-3} .

Область главного максимума при различных условиях освещенности характеризуется максимальными значениями электронной концентрации $1,4 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3} < N_m \leq 5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$. Из теории простого слоя следует², что величина N_m должна быть пропорциональна $(\text{Ch } z_\odot)^{-1/2}$, где $\text{Ch } z_\odot$ — функция Чепмена. Поэтому для проверки гипотезы о фотохимическом механизме формирования главного максимума ионизации в дневной ионосфере Венеры была построена ожидаемая зависимость, пока-

занная на рис. 2, а. Из этого графика видно, что экспериментальные точки для всего диапазона зенитных углов Солнца очень хорошо ложатся на прямую линию в принятых координатах, что подтверждает указанную гипотезу. Следует отметить, что высота главного максимума для некоторых сеансов не соответствует теории простого слоя, что видно и из рис. 1. Причины этого расхождения пока не ясны.

На всех 13 профилях в области высот 130—140 км заметен нижний максимум электронной концентрации, проявляющийся в большинстве случаев в виде перегиба $N(h)$ -кривой (см. рис. 1). Для этого слоя также была построена зависимость N_m от $(Ch z_{\odot})^{-1/2}$, представленная на рис. 2, б. Несмотря на то, что для данного слоя величина N_m определяется менее точно, чем для главного максимума; экспериментальные точки также достаточно хорошо ложатся на прямую линию. Этот факт свидетельствует также о фотохимической природе образования слоя, ионизирующим агентом которого является, по-видимому, мягкое рентгеновское излучение Солнца.

На $N(h)$ -профилях при $z_{\odot} < 75^{\circ}$ виден вторичный максимум, расположенный выше главного максимума (см. рис. 1). По мере роста зенитного угла этот максимум становится все менее четко выраженным и при $z_{\odot} \geq 75^{\circ}$ он проявляется в виде излома профиля.

Применение двухчастотного метода радиоспосвечивания, тщательный анализ результатов измерений на контрольном участке, свободном от влияния планетной ионосферы, позволили получить достоверные данные о распределении электронной концентрации выше вторичного максимума и в области ионопаузы. Как видно из рис. 1, при малых зенитных углах Солнца выше вторичного максимума наблюдается монотонный и быстрый спад концентрации электронов вплоть до ионопаузы, расположенной на уровне ~270 км. При $z_{\odot} \approx 58^{\circ}$ эта область монотонного спада более протяжена и ионопауза лежит на высотах ~300 км. При больших зенитных углах Солнца ($>75^{\circ}$)

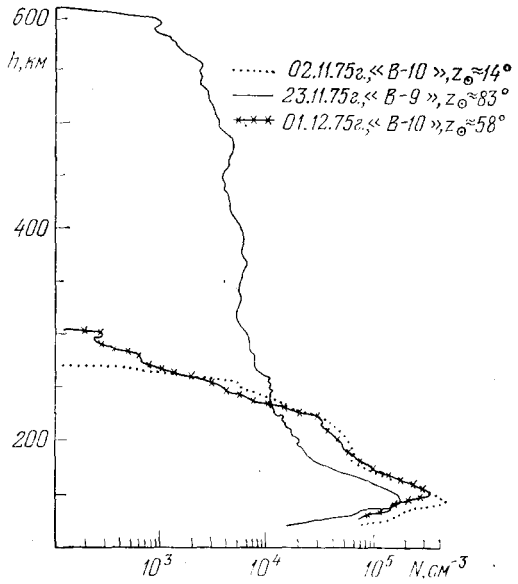


Рис. 1. Распределение электронной концентрации в дневной ионосфере Венеры.

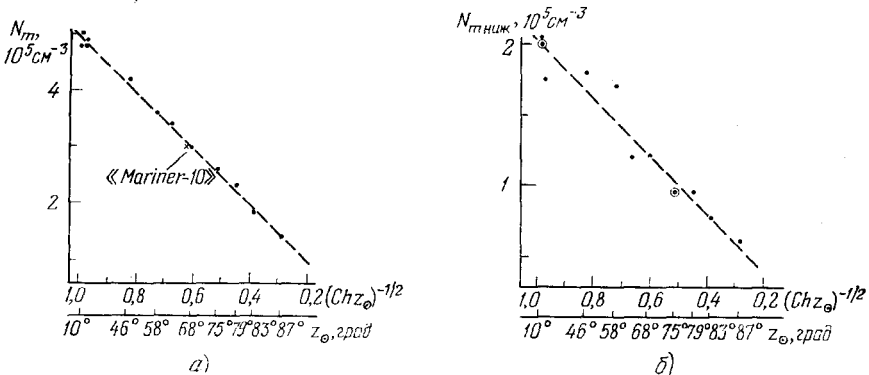


Рис. 2. Зависимость электронной концентрации N_m в главном (а) и нижнем (б) максимумах дневной ионосферы Венеры от зенитного угла Солнца z_{\odot} .

на высотах более 250—300 км формируется протяженная область плазмы с концентрацией порядка нескольких тысяч электронов в единице объема, верхняя граница которой лежит на высотах 500—600 км. При этом наблюдается закономерный рост

высоты ионопаузы h_i при изменении $10^\circ \leq z_\odot < 83^\circ$, а при $z_\odot \geq 83^\circ$ величина h_i несколько уменьшается. Эти новые данные представляют несомненный интерес для выяснения механизма взаимодействия ионосфер немагнитных планет с солнечным ветром. Следует отметить, что экспериментально найденная зависимость не согласуется с теорией, развитой в работе³.

3. Ночная ионосфера Венеры. В общей сложности было проведено 22 сеанса радиопросвечивания ночной ионосферы Венеры, из них три — при зенитных углах Солнца $90^\circ < z_\odot < 120^\circ$ (переходный режим), а остальные — при зенитных углах $z_\odot \geq 130^\circ$, что соответствует чисто ночным условиям⁴.

В качестве примера на рис. 3 представлены три наиболее характерных профиля электронной концентрации в ночной ионосфере Венеры. В преобладающем количестве сеансов наблюдалось распределение с двумя максимумами

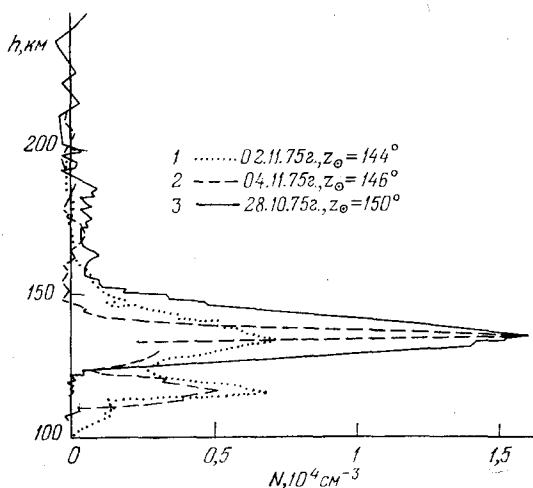


Рис. 3. Распределения электронной концентрации в ночной ионосфере Венеры.

с двумя максимумами (профиль 1 на рис. 3), из которых верхний, как правило, больше нижнего. В верхнем максимуме значения концентрации электронов меняются от $2,9 \cdot 10^3$ до $1,6 \cdot 10^4$ см^{-3} , а в нижнем — от $1,8 \cdot 10^3$ до $1,1 \cdot 10^4$ см^{-3} . В среднем высота верхнего максимума составляет ~ 137 км, а расстояние между ними — ~ 15 км. Суммарная высотная протяженность ночной ионосферы Венеры составляет всего 40–60 км по уровню, определяемому ошибками измерений. К этой же группе относится профиль 2 на рис. 3, отличительной особенностью которого является очень узкий по высоте верхний слой с концентрацией в максимуме $\sim 1,6 \cdot 10^4$ см^{-3} .

Профили с одним максимумом (3 на рис. 3) имеют значения концентрации, близкие к максимальным, а полная толщина их также 40–60 км.

Важнейшей особенностью всех этих профилей является поразительно малая высотная протяженность ночной ионосферы Венеры в целом и очень низкие значения полутолщины и шкал высот каждого из слоев в частности. Так, среднее значение шкалы высот, определенное для областей выше верхнего максимума, составляет ~ 5 км, а наибольшее и наименьшее значение составляют ~ 13 и ~ 1 км соответственно. Для известных механизмов формирования ионизованных областей под воздействием ультрафиолетового и корпускулярного излучений при отсутствии магнитного поля столь низкое значение средней шкалы высот можно рассматривать как указание на весьма низкие значения температуры верхней атмосферы Венеры в ночное время. Так, считая основным компонентом атмосферы CO_2 , можно оценить значение температуры на высотах 120–140 км величиной ~ 100 °К. Однако эта оценка должна быть проверена на непротиворечивость всем известным экспериментальным данным и теоретическим предположениям.

Альтернативной гипотезой является предположение о существовании на высотах обоих максимумов тонких локализованных слоев малых примесей, ионизация которых обуславливает образование ночной ионосферы Венеры⁵. В рамках этой гипотезы легко разрешается основная трудность — объяснение существования именно двух максимумов ионизации. Однако никаких экспериментальных данных, подтверждающих это предположение, в настоящее время нет.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Б. Васильев и др., Косм. исслед. 13, 48 (1975).
2. Г. С. Иванов-Холодный, Г. М. Никольский, Солнце и ионосфера, М., «Наука», 1969.
3. J. R. Spreiter et al., Planet. Space Sci. 18, 1281 (1970).
4. Ю. Н. Александров и др., Космич. исслед. 14, 824 (1976).
5. D. M. Butler et al., J. Geophys. Res. 81, 4757 (1976).

528.42(048)

М. А. Колосов, О. И. Яковлев, Т. С. Тимофеева, Е. В. Чуб, А. И. Ефимов, С. С. Матюгов, А. Г. Павельев, А. И. Кучерявенков, И. Э. Калашников. Результаты радиопросвечивания нейтральной атмосферы Венеры и бистатической локации ее поверхности при помощи спутников «Венера-9, 10». С октября по декабрь 1975 г., а также в марте 1976 г. проведено 50 радиопросвечиваний атмосферы Венеры и пять специальных экспериментов по бистатической радиолокации ее поверхности с помощью спутников планеты¹. Исследования ночной атмосферы в южном полушарии Венеры и дневной атмосферы в северном полушарии осуществлены при угле фазы Венеры 90—70°. Метод радиопросвечивания позволил получить сведения об атмосфере на ночной, дневной стороне и в полярных районах планеты. Для каждого из этих районов получен большой экспериментальный материал, дающий зависимости от высоты плотности, давления, температуры и позволяющий судить о слоистых образованиях и турбулентности атмосферы.

В ночной атмосфере выделены три области с примерно постоянными в пределах каждой области градиентами температуры. Градиент температуры на высотах 76—86 км характеризуется средней величиной, равной $2,3 \text{ град} \cdot \text{км}^{-1}$, в интервале высот 60—75 км он равен $3,7 \pm 0,5 \text{ град} \cdot \text{км}^{-1}$, а на высотах 43—59 км — $9,8 \pm 0,3 \text{ град} \cdot \text{км}^{-1}$. Величина градиента температуры $9,8 \text{ град} \cdot \text{км}^{-1}$ близка к сухадиабатическому градиенту для атмосферы из CO_2 . Область перехода от сухадиабатического к влажноадиабатическому состоянию атмосферы расположена на высоте $59 \pm 1 \text{ км}$ при давлении $0,3 \pm 0,02 \text{ атм}$ и температуре $270 \pm 5^\circ \text{К}$. В температурных профилях на ночной стороне планеты регулярно наблюдается минимум температуры $T_m = 166 \pm 15^\circ \text{К}$, расположенный на высоте около 88 км. Выше наблюдается рост температуры.

В зависимостях температуры от высоты на дневной стороне планеты также можно условно выделить три области с различными градиентами температуры. В интервале высот 52—62 км зависимость $T(h)$ близка к температурному профилю на ночной стороне планеты. Средний градиент температуры в этой области равен $9,5 \pm 0,7 \text{ град} \cdot \text{км}^{-1}$. На высотах 62—72 км наблюдаются температурные инверсии. Атмосфера в интервале высот 72—83 км характеризуется градиентом температуры $4,4 \pm 0,6 \text{ град} \cdot \text{км}^{-1}$ при зенитном угле Солнца $z = 15^\circ$. При увеличении z температурный профиль в этой области приближается к изотермическому.

На рис. 1 приведена зависимость температуры на высотах 60 и 70 км от венеорографической широты. Сравнение результатов для ночной и дневной сторон показывает, что температура на дневной стороне при $h > 60 \text{ км}$ на $15\text{--}20^\circ$ выше, чем на

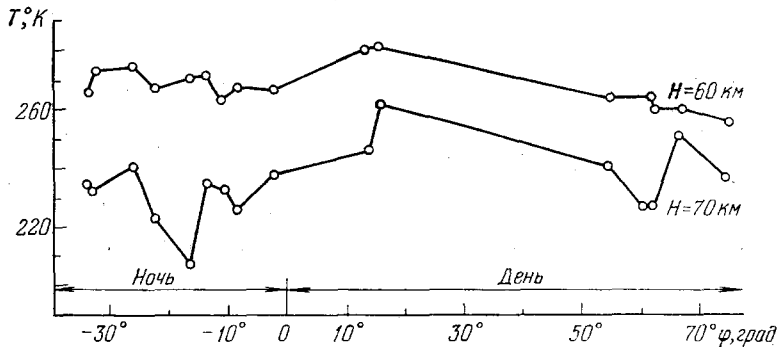


Рис. 1.

ночной. На высотах 62—72 км на ночной и на дневной стороне в температурных профилях имеются особенности, свидетельствующие о слоистых образованиях в атмосфере. Слоистые образования постоянно присутствуют на одних и тех же высотах в дневной и ночной атмосфере. Яковлевым О. И. высказано предположение о присутствии простых форм жизни в наблюдаемых слоях.

При отвороте бортовой антенны спутника Венеры в направлении планеты, а также в сеансах радиопросвечивания атмосферы, излучаемые спутником радиоволны отражаются от поверхности в направлении Земли. Отраженные радиоволны несут информацию о рельефе поверхности. Одновременно происходит зондирование толщ атмосферы ниже уровня критической рефракции. На рис. 2 приведены распределения относительных высот рельефа и приповерхностного давления для двух исследованных

районов Венеры. По вертикальной оси на рис. 2 указаны превышение H среднего радиуса планеты $a = 6050$ км и приповерхностное давление P в $\text{кг}\cdot\text{см}^{-2}$. По горизонтальным осям отложены широта φ и долгота λ исследованных районов. Иссле-

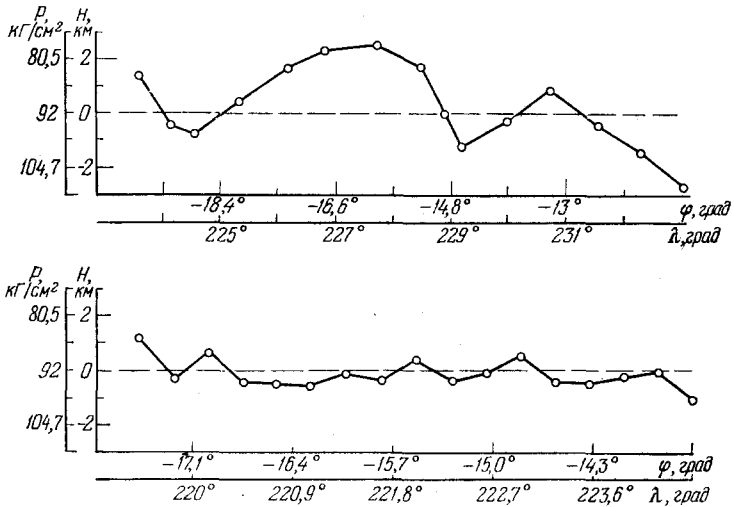


Рис. 2.

дования рельефа и приповерхностного давления методом бистатистической локации показали, что на поверхности Венеры имеются участки с перепадами высот ± 2 км, в которых приповерхностное давление изменяется в пределах 80—105 атм (верхний график рис. 2). Более характерны для рельефа Венеры равнинные области (нижняя кривая на рис. 2), в которых в пределах точности измерений не наблюдается изменений высот.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Колосов, О. И. Яковлев, Б. П. Трусов, Е. П. Молотов, Н. М. Анцибор, А. И. Ефимов, В. М. Разманов, Т. С. Тимофеева, Е. В. Чуб, В. К. Штрыков, Г. Д. Яковлева, Радиотехн. и электрон. 21, 1585 (1976).
О. И. Яковлев, А. И. Ефимов, Т. С. Тимофеева, Г. Д. Яковлева, Е. В. Чуб, В. Ф. Тихонов, В. К. Штрыков, Косм. исслед. 14, 722 (1976).
А. Г. Павельев, М. А. Колосов, О. И. Яковлев, А. И. Кучерявенков, С. С. Матюгов, В. И. Каевичер, И. Э. Калашников, ДАН СССР 230, 1059 (1976).
М. А. Колосов, О. И. Яковлев, А. Г. Павельев, В. И. Каевичер, И. Э. Калашников, Ф. И. Козлов, А. И. Кучерявенков, С. С. Матюгов, Е. П. Молотов, В. И. Рогальский, Радиотехн. и электрон. 21, 1808 (1976).

523.42(048)

М. А. Колосов, О. И. Яковлев, А. И. Ефимов, В. М. Разманов, В. И. Рогальский, В. К. Штрыков. Неоднородная структура околосолнечной плазмы и размытие спектра радиоволн по результатам радиопросвечивания при помощи спутника «Венера-10». В работах¹ было показано, что неоднородности околосолнечной плазмы, увлекаемые солнечным ветром, должны создавать флуктуации фазы, частоты, напряженности поля и, как следствие, — размытие энергетического спектра радиоволн. Предварительные исследования эффекта уширения спектральной линии и флуктуаций частоты были осуществлены при помощи аппаратов «Марс-2, 7»². Аппарат «Венера-10» позволил получить большой объем данных о флуктуациях частоты, амплитуды и о размытии спектра радиоволн, распространяющихся через околосолнечную плазму. В результате обработки полученных данных определены временные спектры флуктуаций частоты и формы энергетических спектров радиоволн при различном расположении лучевой линии относительно Солнца. Найден пространственный спектр неоднород-

ностей плазмы, дисперсия флуктуаций электронной концентрации и скорость солнечного ветра. На рис. 1 приведены примеры размытия энергетического спектра радиоволн частоты 928 Мгц при различном значении угла ψ между направлениями на центр

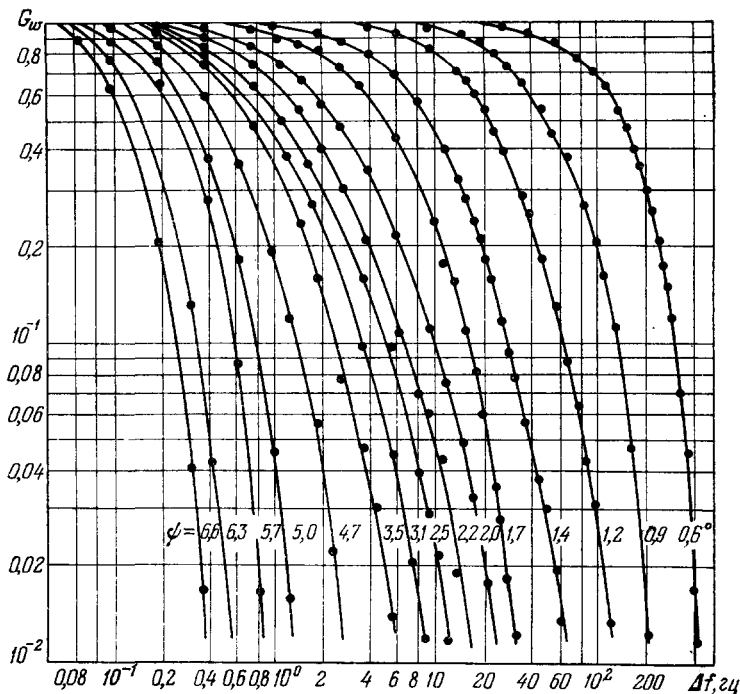


Рис. 1.

Солнца и на аппарат «Венера-10». При уменьшении угла ψ от $6,6^\circ$ до $0,6^\circ$ ширина спектра Δf увеличивается более чем в 100 раз. Экспериментальные данные о размытии спектра описываются приближенной зависимостью $\Delta f \propto \psi^{-3,4}$.

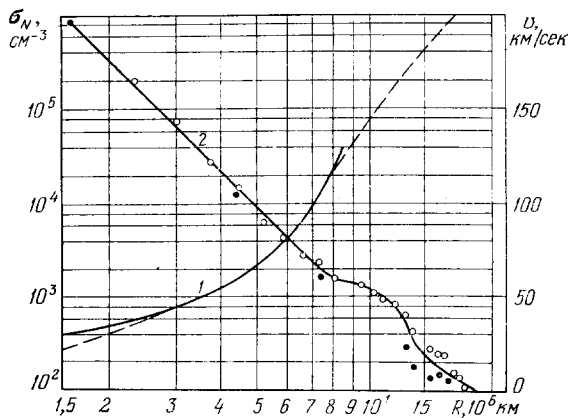


Рис. 2.

Форма крыльев энергетических спектров радиоволн дает информацию о пространственном спектре мелкомасштабных неоднородностей электронной концентрации с размерами $l < 200$ км. Найдено, что эти неоднородности плазмы описываются спектром Колмогорова — Обухова.

Ширина спектра радиоволн при заходе аппарата за Солнце систематически больше, чем при выходе. Это явление использовано для определения скорости солнеч-

ного ветра v . Найденная зависимость скорости v от расстояния до центра Солнца приведена на рис. 2 (сплошная кривая 1). Пунктир на рис. 2 соответствует теории Паркера. Определена зависимость дисперсии флуктуаций электронной концентрации σ_N от расстояния R (кривая 2). Показано, что при $R = (1,5-6) \cdot 10^6$ км плазма сильно турбулентна, а ее мелкомасштабные неоднородности быстро по закону $\sigma \propto R^{-4}$ убывают при увеличении R . В области $R = (7-12) \cdot 10^6$ км скорость солнечного ветра близка к скорости плазменных волн; здесь относительная неоднородность плазмы σ_N/N имеет повышенное значение, что может быть связано с формированием ударных волн.

Анализ флуктуаций частоты позволил получить информацию о более крупномасштабной части спектра неоднородностей $2 \cdot 10^3 < l < 10^4$ км. Временной спектр флуктуаций частоты аппроксимируется степенным законом со спектральным индексом равным 0,6. Поэтому пространственный спектр неоднородностей с указанными размерами также близок к спектру Колмогорова — Обухова. Однако изменение интенсивности крупномасштабных неоднородностей с радиальным расстоянием R происходит значительно медленнее, чем для мелкомасштабной части спектра турбулентности.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Колосов, О. И. Яковлев, А. И. Ефимов, в кн. Исследования космического пространства, М., «Наука», 1965, с. 227.
О. И. Яковлев, Распространение радиоволн в Солнечной системе, М., «Сов. радио», 1974.
2. О. И. Яковлев, Б. П. Трусов, В. А. Виноградов, А. И. Ефимов, Ю. М. Круглов, С. С. Матюгов, В. М. Разманов, Косм. послед. 12, 600 (1974).
О. И. Яковлев, Е. П. Молотов, Ю. М. Круглов, А. И. Ефимов, В. М. Разманов, Т. С. Тимофеева, В. К. Штрыков, Радиотехн. и электрон. 22, 260 (1977).

523.42(048)

М. А. Колосов, Н. А. Савич, М. Б. Васильев, А. С. Вышлов, В. И. Рогальский, В. А. Самовол, Л. Н. Самознаев. Исследования околосолнечной плазмы методом дисперсионного интерферометра при полете спутников «Венера-9, 10». При помощи когерентных радиосигналов, излучавшихся со станций «Венера-9, 10», измерялись вариации интегральной электронной концентрации $\Delta N_{\Pi}(t)$ вдоль пути «Космический аппарат — Земля». Из-за взаимного движения Земли и аппаратов трасса радиосвязи приближалась к Солнцу и 18.03.76 г. пересекла орбиту Меркурия. Это позволило в дальнейшем исследовать области, непосредственно прилегающие к Солнцу.

Характер и величина вариаций $\Delta N_{\Pi}(t)$ в сеансах измерений подвержены сильным изменениям, что свидетельствует о существовании широкого спектра флуктуаций электронной концентрации в исследуемой среде. Так, в период с 30.03.76 г. по 03.05.76 г., когда трасса радиосвязи проходила на прицельных расстояниях $R \approx (76-46) R_{\odot}$ от центра Солнца, максимальные значения $\Delta N_{\Pi}(t)$ за время наблюдений $\Delta t \approx (18-80)$ мин. составляли $|\Delta N_{\Pi m}| = (0,67-7,32) \cdot 10^{13}$ см⁻², при средней скорости $|\dot{\Delta N}_{\Pi}| = (0,6-2,24) \cdot 10^{10}$ см⁻²сек⁻¹ (за исключением сеанса 03.05.76 г.). В отдельные, более короткие промежутки времени $\Delta t \approx 0,5-3$ мин., скорость изменения интегральной концентрации возрастала до величин $|\dot{\Delta N}_{\Pi m}| = (2-8) \cdot 10^{10}$ см⁻²сек⁻¹. В период с 24.05.76 г. по 31.05.76 г. при $R = (25,6-18,5) R_{\odot}$ регулярно присутствовали изменения со скоростью $|\dot{\Delta N}_{\Pi}| = (1-2) \cdot 10^{11}$ см⁻²сек⁻¹ за время наблюдений $\Delta t = 0,5-1,25$ мин. При этом особенно увеличилась интенсивность мелкомасштабных флуктуаций с периодами $\tau = 0,5-5$ сек.

Полученные данные позволяют построить спектры неоднородностей плазмы, которые приведены на рис. 1 и 2. $\Delta \Psi_m$ и $\Delta N_{\Pi m}$ — соответственно изменения приведенной разности фаз когерентных радиосигналов и интегральной концентрации электронов, вызванные неоднородностями с временным масштабом Δt , $f = 1/\Delta t$ — частота флуктуаций. Определенные из записей $\Delta N_{\Pi}(t)$ значения спектральной плотности $\Delta \Psi_m^2/f$ (или $\Delta N_{\Pi m}^2/f$) отдельных наблюдавшихся неоднородностей нанесены на рисунках соответствующим каждому сеансу значком. В цикле измерений с 30.03.76 г. по 05.04.76 г., когда пути радиосигналов приближались к Солнцу на прицельное расстояние $R = (76-71) R_{\odot}$, зарегистрированы вариации с частотами $1,6 \cdot 10^{-4} \leq f \leq \leq 0,25$ гц (соответствующие экспериментальные точки нанесены вокруг штриховой прямой 1 на рис. 1). Зависимость спектральной плотности от частоты флуктуаций достаточно хорошо аппроксимируется степенной функцией с показателем степени $\beta = -2,75$ (штриховая прямая 1). Среднеквадратическая погрешность аппроксимации $\sigma_{\beta} = 0,325$. Аналогичная зависимость наблюдается и в следующем цикле измерений

с 18.04.76 г. по 23.04.76 г., при $R = (60 - 55,3) R_{\odot}$ (прямая 1 на рис. 2). В этом случае $\beta = -2,725 \pm 0,33$. Отдельно рассмотрены сеансы 22.04.76 г. ($R/R_{\odot} = 56,2$)

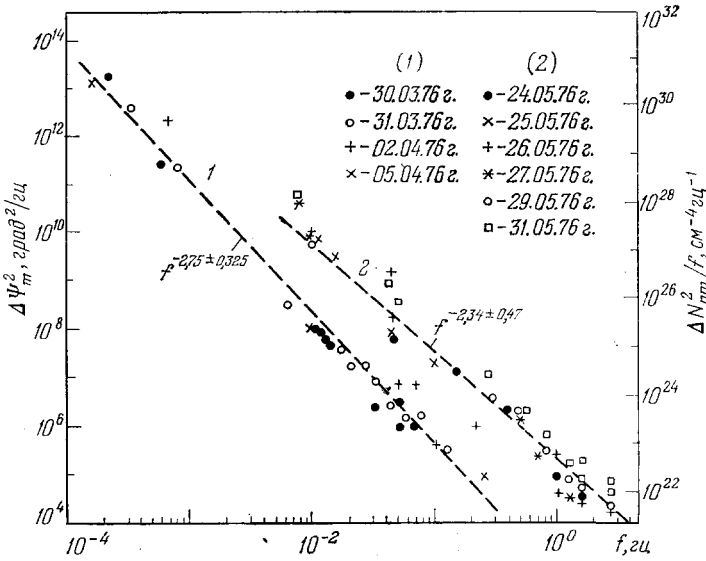


Рис. 1.

и 03.05.76 г. ($R/R_{\odot} = 46$), когда наблюдались интенсивные крупномасштабные неоднородности ($f = 2,5 \cdot 10^{-4} - 3 \cdot 10^{-3}$ гц). В эти дни спектральная плотность была выше,

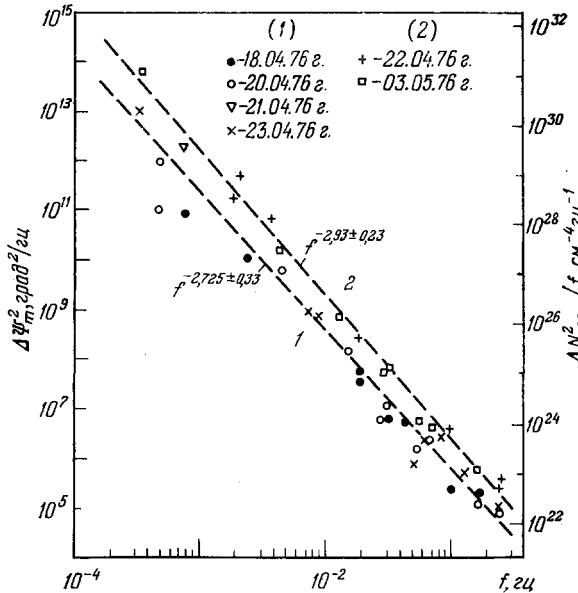


Рис. 2.

чем в остальные, но степенная зависимость сохранилась: $\beta = -2,93 \pm 0,23$ в диапазоне частот $2,5 \cdot 10^{-4} \leq f \leq 0,25$ гц (штриховая прямая 2 на рис. 2), а если отдельно рассмотреть его высокочастотную часть $4 \cdot 10^{-3} \leq f \leq 0,25$ гц, то $\beta = -2,69 \pm 0,16$.

И наконец, в сеансах измерений с 24.05.76 г. по 31.05.76 г. ($R/R_{\odot} = 25,6 - 18,5$) регистрировались флуктуации с частотами $f = 8 \cdot 10^{-3} - 2,5$ гц. Спектральная плот-

ность неоднородностей была значительно выше по сравнению с рассмотренными случаями, особенно в диапазоне $4 \cdot 10^{-2} \leq f \leq 2,5$ гц (штриховая прямая 2 и точки вокруг нее на рис. 1). При этом показатель степени аппроксимирующего полинома $\beta = -2,34 \pm 0,47$. В этом цикле измерений заметна тенденция к увеличению спектральной плотности высокочастотных флуктуаций и уменьшению коэффициента β при приближении трассы радиосвязи к Солнцу. Так, на рис. 1 видно, что все экспериментальные точки, полученные 31.05.76 г., расположены выше прямой 1, которая является средней для всего цикла, а соответствующее значение коэффициента β для данного сеанса наблюдений составит $\beta = -2,17 \pm 0,41$.

Таким образом, результаты наших измерений показывают, что спектр неоднородностей околосолнечной плазмы в области $R = (76 - 18,5) R_{\odot}$ в частотном диапазоне $10^{-4} \leq f \leq 2,5$ гц имеет степенной характер, причем спектральный индекс P равен $P = -\beta + 1 \approx 3-4$ и близок к его значению для классического колмогоровского спектра $P_K = 11/3$. С приближением к Солнцу спектральная плотность неоднородностей увеличивается, особенно в области высокочастотных флуктуаций.

539.12(048)

В. А. Хозе. Тяжелый лептон τ^{\pm} в e^+e^- -аннигиляции. В докладе обсуждаются имеющиеся в настоящее время серьезные экспериментальные указания на то, что в e^+e^- -столкновениях при энергиях $3,8 \leq E \leq 7,8$ Гэв рождаются пары новых тяжелых заряженных лептонов с массой $M \approx 1,9$ Гэв c^{-1} . Изложены наиболее характерные ожидаемые (например, δ^{-2}) и наблюдаемые l^{-4} свойства этих новых объектов, их возможный теоретический статус и проблема сосуществования δ в рамках e^+e^- -аннигиляции с недавно обнаруженными очарованными адронами.

Группа М. Перла, Г. Фелдмана и др. из Стэнфордского университета и Лоуренсовской лаборатории в Беркли (группа SLAC — LBL), обнаружившая на установке SPEAR в 1975 г. первые указания на рождение тяжелого лептона τ , обозначила его τ (тритон), т. е. третий заряженный лептон.

Согласно стандартным теоретическим оценкам, например δ^{-7} , у τ -лептона ожидаются следующие основные свойства:

- относительная вероятность распада по чисто лептонному каналу $B_l \approx 0,2$;
- относительная вероятность распадов с образованием только одной заряженной частицы $B(1) \approx 0,85$;
- распады в состоянии со странными частицами в конечном состоянии резко подавлены;
- время жизни $T \sim 2 \cdot 10^{-13}$ сек.

Рождение пары τ -лептонов в e^+e^- -аннигиляции должно проявляться в основном в состояниях с двумя заряженными частицами 7 .

Сейчас в e^+e^- -столкновениях накоплена большая совокупность данных по процессам рождения аномальных (т. е. не объяснимых никакими известными фоновыми механизмами) пар $e^{\pm}\mu^{\mp}$, $\mu^{\pm}\chi^{\mp}$, $e^{\pm}\chi^{\mp}$ (χ^{\pm} — заряженная частица). Кроме группы SLAC — LBL 1,3 , аномальные события четко наблюдают группы DASP и PLUTO 4 на установке DORIS (Гамбург, ФРГ).

Все наблюдаемые свойства аномальных событий, в частности спектры вторичных лептонов, распределения по углам, сечения рождения, хорошо согласуются с предположением о том, что их источником являются распады тяжелого лептона с $M \approx 1,9$ Гэв, входящего в левый заряженный ток вместе с безмассовым (новым?) нейтрино. Экспериментальные значения величин $B(1)$, B_l также хорошо согласуются с теоретическими ожиданиями.

Современные данные, видимо, полностью исключают возможность того, что τ^- имеет лептонное число μ^+ , μ^- или e^+ .

Дополнительные указания в пользу гипотезы о рождении пары $\tau^+\tau^-$ в e^+e^- -аннигиляции следуют из анализа совокупности инклюзивных характеристик этой реакции 8 .

В настоящее время не известны какие-либо факты, противоречащие этой гипотезе и не существует какого-либо иного простого объяснения всей совокупности данных.

На одно из первых мест в опытах по e^+e^- -аннигиляции сейчас выступает вопрос о том, какие измерения еще необходимо выполнить для окончательного подтверждения гипотезы тяжелого лептона и надежного установления его свойств. Этой проблеме посвящено значительное число работ (например, $^9,^{10}$).

ЛИТЕРАТУРА

- М. L. Perl et al., Phys. Rev. Lett. 35, 1489 (1975).
M. L. Perl et al., Phys Lett. B63, 466 (1976).
- G. J. Feldman et al., Phys. Rev. Lett. 38, 117 (1977).
- M. L. Perl, SLAC-PUB-1923 (1977).

4. J. Burmester et al., DESY 77/24; 77/25 (1977).
5. Э. М. Липманов, ЖЭТФ 43, 893 (1962).
С. С. Герштейн, В. Н. Фоломешкин, ЯФ 8, 768 (1968).
Y. S. Tsai, Phys. Rev. D4, 2821 (1971).
6. K. Fujikawa, N. Kawamoto, *ibid.* D14, 59 (1976).
7. Я. И. Азимов, Л. Л. Франкфурт, В. А. Хозе, ЖЭТФ 72, 63 (1977).
8. Я. И. Азимов, Л. Л. Франкфурт, В. А. Хозе, Физика элементарных частиц, Л., 1977; Лекция на V Школе физиков ИТЭФ, М., 1977.
9. A. Pais, S. B. Treiman, Rockefeller Preprint COO223B-96 (1976).
So-Young Pi, A. I. Sandu, Rockefeller Preprint COO223B-109 (1976).
10. K. J. F. Gaemers, R. Raitio, SLAC-PUB-1727 (1976).
Ю. П. Никитин, А. В. Берков, Е. Д. Жижин, В. А. Хозе, Препринт ЛИЯФ АН СССР № 331, Ленинград, 1977.

539.12.01(048)

М. И. Высоцкий, А. Д. Долгов, Я. Б. Зельдович. Космические ограничения на массы нейтральных лептонов. В связи с открытием тяжелого заряженного лептона показано, что космические соображения ограничивают массу соответствующего нейтрино величиной меньше 30 эв.

Опубликована заметка в «Письмах в ЖЭТФ» (26, 200 (1977)).

539.12.01(048)

М. А. Шифман. Чармоний и асимптотическая свобода. Мы являемся свидетелями рождения новой теории адронов. Это — так называемая квантовая хромодинамика (КХД) — перенормируемая теория янг — миллсовского типа, взаимодействие в которой реализуется октетом безмассовых векторных глюонов, связанных с цветовыми степенями свободы кварков. Уникальное свойство квантовой хромодинамики — логарифмическое падение эффективной константы связи α_s на малых расстояниях¹

$$\alpha_s(r) \sim \frac{1}{\ln(r_0/r)} \quad (1)$$

Неограниченный рост константы на больших расстояниях позволяет надеяться, что все объекты с отличным от нуля цветовым зарядом (кварки, дикуарки, глюоны и т. д.) обладают бесконечной массой, так что физический сектор теории включает лишь бесцветные состояния. Следует подчеркнуть, что, несмотря на заметный прогресс, невылетание цвета еще не доказано, и количественный подход к проблеме больших расстояний в КХД не разработан (как об этом упоминалось в докладе Полякова).

Если наступление теоретиков на этом фланге теории носит пока тактический характер, то на другом фланге, в области малых расстояний, завоеваны прочные позиции. Логарифмическое выключение взаимодействия (1), получившее название асимптотической свободы, позволило качественно понять широкий круг явлений, связанных с глубоко-неупругими процессами². Большое число количественных следствий было получено после открытия частиц семейства Ψ . Будучи построенными из тяжелых очарованных кварков cc , эти частицы (обозначаемые теперь обычно термином «чармоний») аннигилируют в обычные адроны на расстояниях порядка комптоновской длины волны s -кварка. На таких расстояниях эффективная константа связи уже мала³,

$$\alpha_s(m_c) \approx 0,2, \quad (2)$$

и можно применить хорошо разработанный аппарат теории возмущений. Долгое время богатые возможности, связанные с этим обстоятельством, не могли быть реализованы в полной мере, так как не удавалось «отделаться» от эффектов относительно больших расстояний, неизбежно присутствующих в чармонии, поскольку радиус последнего довольно велик, $\sim 1/0,5$ Гэв. Решение проблемы было предложено в работах⁴⁻⁶, в которых разработан новый дисперсионный подход к чармонии. Пользуясь дисперсионным методом, можно вычислить, исходя из одних только «первых» принципов (асимптотическая свобода, унитарность и аналитичность), лептонные ширины всех без исключения уровней чармонии. В сочетании с рецептом Апфельста — Политцера³ это дает также предсказания и для адронных ширин. Ни один из полученных результатов не противоречит имеющимся в настоящее время экспериментальным данным.

Проиллюстрируем метод на примере вычисления ширины распада $\psi \rightarrow e^+e^-$. Начнем с рассмотрения процесса образования пары очарованных частиц в электрон-позитронной аннигиляции при $s \sim 0$, где \sqrt{s} — суммарная энергия e^+e^- в ЦМ. Очевидно, что реально такой процесс идти не может в силу сохранения энергии-импульса, а может идти лишь виртуально. При этом по принципу неопределенности очарованные частицы возникают на время $\tau \sim 1/2m_c$ и расходятся на расстояние $\lesssim \tau$.

Таким образом, мы попадаем в область асимптотической свободы. Имея в виду оценку (2), можно утверждать, что вклад «очарования» в амплитуду упругого e^+e^- -рассеяния при $s \sim 0$ по крайней мере с 20%-ной точностью дается голый кварковой петлей (рис. 1), учет же одного глюона (рис. 2) повышает точность до $\sim 4\%$. Диаграммы рис. 1, 2 легко вычисляются.

С другой стороны, та же самая амплитуда выражается в силу унитарности и аналитичности через дисперсионный интеграл от сечения рождения реальных мезонов,

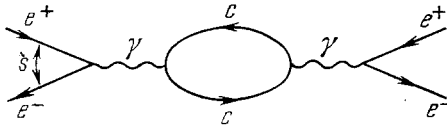


Рис. 1. Рождение виртуальных очарованных кварков в упругом e^+e^- -рассеянии при $s \rightarrow 0$.

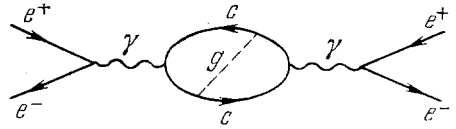


Рис. 2. Поправка первого порядка по $\alpha_s(m_c)$ к диаграмме рис. 1.

как со скрытым очарованием ψ, ψ' , так и пар $D\bar{D}, F\bar{F}$ и т. д. Таким образом, возникает набор соотношений типа

$$\int \frac{ds}{s^n} \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{charm}) = 4\pi^2 Q_c^2 \alpha^2 \frac{A_n}{(4m_c^2)^n} \quad (n=1, 2, \dots), \quad (3)$$

где $Q_c = 2/3$ — заряд c -кварка, $\alpha = 1/137$, A_n — безразмерные константы, известные в виде ряда по $\alpha_s(m_c)$ и, наконец, m_c — масса c -кварка — единственный подгоночный параметр теории. С ростом номера n точность вычисления констант A_n по теории возмущений ухудшается, так что при достаточно большом n соотношения (3) должны нарушаться. Прямые расчеты, однако, показывают, что, скажем, при $n = 3, 4$ соотношения (3) выполняются еще с процентной точностью, а с другой стороны, вклад области $s > 4m_c^2$ уже мал — меньше нескольких процентов. При таких значениях n левая часть (3) насыщается в основном вкладом ψ -мезона. Исключая m_c , находим ⁴

$$\Gamma(\psi \rightarrow e^+e^-) = \frac{\alpha^2}{\pi} \cdot \frac{2^{11} \cdot 11^3}{37 \cdot 5^4 \cdot 7} m_\psi = 5 \text{ кэв}. \quad (4)$$

Напомним, что экспериментальная ширина распада $\psi \rightarrow e^+e^-$ составляет $5 \pm 0,5$ кэв. Не представляет труда извлечь также из соотношений (3) величину массы c -кварка.

Получив столь блестящее согласие в канале e^+e^- и определив m_c , естественно перейти к следующему этапу работы — вычислению ширин чармония в других каналах. При рассмотрении амплитуды рассеяния света на свете были найдены вероятности распадов ⁴:

$$\chi_0 \rightarrow 2\gamma, \quad \chi_2 \rightarrow 2\gamma, \quad \eta_c \rightarrow 2\gamma, \quad \eta'_c \rightarrow 2\gamma. \quad (5)$$

Добиться выделения вкладов других уровней чармония ($^1S_0, ^1D_2$) удалось с помощью введения вспомогательных внешних токов с подходящими квантовыми числами ⁵. Например, для нахождения ширины 1D_2 следует рассмотреть поляризацию вакуума током

$$j_{\alpha\beta} = i \left[k_\alpha k_\beta - \frac{1}{3} \left(g_{\alpha\beta} - \frac{q_\alpha q_\beta}{q^2} \right) k^2 \right] \bar{c} \gamma_5 c, \quad (6)$$

где $k = (p_c - p_{\bar{c}})/2$ и $q = p_c + p_{\bar{c}}$ в аннигиляционном канале. Этот способ оказался полезным и еще в одном отношении. Дело в том, что, перебрав несколько простейших вариантов внешних токов, и вычислив соответствующие поляризационные операторы при $s \sim 0$, мы нашли вновь вероятности распадов (5). Результаты, полученные таким образом, прекрасно согласуются с предыдущими оценками. Имея в виду, что оба способа расчетов совершенно независимы, можно утверждать, что дисперсионный подход к чармонию является внутренне самосогласованным.

В работах ⁴⁻⁶ приведены также адронные ширины чармония, получающиеся из лептонных ширин с помощью пересчета по Апфельквисту — Политцеру.

Мы видим, что чармоний — прекрасная теоретическая лаборатория, позволяющая исследовать квантовую хромодинамику уже сегодня, не дожидаясь окончательного решения проблемы больших расстояний. «Чистые» предсказания, вытекающие из дисперсионного подхода, хорошо согласуются с опытом. Более того, оказывается, что качественно они согласуются с результатами потенциальных моделей в том случае, если потенциал между c - и \bar{c} -кварками обеспечивает невылетание, и резко противоречат

такowym для потенциалов, не растущих с расстоянием. В этом смысле можно сказать, что асимптотическая свобода на малых расстояниях плюс дисперсионные соотношения требуют вылета кварков на больших расстояниях.

Имеется большой круг приложений, которые не нашли отражения в настоящем докладе из-за недостатка времени. Перечислим лишь наиболее важные. В работе ⁴ были найдены ограничения на константы чисто лептонных распадов очарованных мезонов D , F , D^* , F^* , а в работе показано, что анализ этих ограничений и их сопоставление с экспериментальными данными, когда они будут получены, может пролить свет на механизм спонтанного нарушения киральной симметрии. В работе ⁸ выведено правило сумм для сечения фоторождения очарованных частиц. Предсказывается, что фоторождение пар очарованных мезонов, до сих пор не наблюдавшееся, должно быть примерно на порядок более интенсивным, чем фоторождение ψ -мезонов. В работе ⁹ рассмотрено рождение очарованных частиц в пучках электронов, мюонов, нейтрино при умеренных значениях Q^2 , соответствующих существующим экспериментальным возможностям.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Gross, F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. 30, 1343 (1973).
H. D. Politzer, *ibid.*, p. 1346.
2. H. Georgi, H. D. Politzer, Phys. Rev. D9, 416 (1974).
D. Gross, F. Wilczek, *ibid.*, p. 980.
3. T. Appelquist, H. Politzer, Phys. Rev. Lett. 34, 43 (1975).
4. V. A. Novikov, L. B. Okun, M. A. Shifman, A. I. Vainstein, M. B. Voloshin, V. I. Zakharov, *ibid.* 38, 626 (1977).
5. V. A. Novikov, L. B. Okun, M. A. Shifman, A. I. Vainstein, M. B. Voloshin, V. I. Zakharov, Phys. Lett. B68, 111 (1977).
6. А. И. Вайнштейн, М. Б. Волошин, В. И. Захаров, В. А. Новиков, Л. Б. Окунь, М. А. Шифман, УФН 123, 000 (1977).
7. V. A. Novikov, L. B. Okun, M. A. Shifman, A. I. Vainstein, M. B. Voloshin, V. I. Zakharov, Preprint ITEP-62, Moscow, 1977.
8. M. A. Shifman, A. I. Vainstein, V. I. Zakharov, Phys. Lett. B65, 255 (1976).
9. M. A. Shifman, A. I. Vainstein, V. I. Zakharov, Preprint ITEP-82, Moscow, 1977.