

თბილისის უნივერსიტეტის უროვები



ТРУДЫ ТБИЛИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА

თბილისის უნივერსიტეტი
საბჭოთა სკოლა

PROCEEDINGS OF TBILISI UNIVERSITY

220


ISSN 0376—2637

ფ ი ზ ი კ ა
Ф И З И К А
P H Y S I C S

11

თბილისი Тбилиси Tbilisi

1981



ИЗДАТЕЛЬСТВО ТБИЛИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА
თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა
TBILISI UNIVERSITY PRESS

ფ ი ზ ი კ ე
P H Y S I C S

ТРУДЫ ТБИЛИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА

Т. 220

04.03.53.40
202.010333

Ф И З И К А

Тбилиси 1981

Редакционная коллегия

Н.А.Амаглобели, Б.Г.Берулава (секретарь), И.Ш.Вашакидзе,
З.С.Качлишвили, Т.Н.Копалеишвили (редактор), Н.М.Полиев-
ктов-Николадзе, Т.Н.Санадзе.

საწიგაქცეო კოლეგია

რ.ამაგლობელი, ბ.ბერულავა (მდივანი), ი.შ.ვაშაკიძე, ზ.საქა-
ლიშვილი (რედაქტორი), თ.ნ.კოპალეიშვილი-ნიკოლაძე, ნ.სანაძე,
ნ.ქაჩილიშვილი.

EDITORIAL BOARD

N.Amaglobeli, B.Berulava (secretary), Z.Kachlishvili, T.Kopaleish-
vili, (editor), N.Polievktov-Nikoladze, T.Sanadze, I.Vashakidze,

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ И СИМПЛЕКСНОЕ ОПИСАНИЕ ФАЗОВЫХ
ДИАГРАММ СОСТОЯНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СИСТЕМ

$Pb-Sn-Te$ И $Pb-Sn-Se$

Г.Г.Гегиадзе, О.И.Даварашвили, Б.В.Кобрин, Н.Е.Сагдеева,
М.И.Сагинур, Д.Н.Третьяков, Р.И.Чиковани, А.П.Шотов

В настоящее время твердые растворы на основе соединений $Pb_{1-x}Sn_xSe$ и $Pb_{1-x}Sn_xTe$, где x — мольная доля $SnSe$ или $SnTe$, применяются в качестве материалов для создания ИК-детекторов, инжекционных лазеров и источников излучения, работающих в области спектра 7–25 мк. Ширина запрещенной зоны этих твердых растворов зависит от их состава, температуры, магнитного поля, причем ее относительное изменение при варьировании этих параметров больше, чем у других, более широкозонных материалов. Это позволяет создавать перестраиваемые по частоте источники и приемники излучения, имеющие широкую область применения.

§ I. Введение

Известны различные методы получения этих материалов (например, Чохральского, Бриджмена). Наилучшие параметры опто-



электронных приборов получают при использовании метода жидкофазовой эпитаксии. Для направленного выращивания эпитаксиальных слоев, т.е. получения заданных составов в широком диапазоне, необходимо исследование фазового равновесия систем.

Целью данной работы является описание фазового равновесия симплексным и термодинамическим методами, сравнение их, в основном, в области эпитаксиальных температур. Эти задачи решались в ряде работ /1-6/.

На данном этапе была поставлена задача получения наилучшего соответствия экспериментальных и расчетных данных при описании максимально широких диапазонов составов и температур. Для этого было проведено симплексное описание поверхности ликвидус в пределах произвольно расположенных локальных треугольников внутри концентрационного треугольника и симплексное описание поверхности солидус.

Термодинамическим методом была проведена достройка изотерм солидус в системе $Pb-Sn-Te$ вплоть до составов с $x_{SnTe}^S = 1$, выяснялось влияние экспериментальных ошибок в определении равновесных составов на разветвление изотерм солидус при их достройке. Были определены параметры взаимодействия в твердой и жидкой фазах, исследована их температурная зависимость. В работе приводятся и обсуждаются сравнительные данные, полученные обоими методами.

Для изучения фазового равновесия необходимы экспериментальные данные о поверхностях ликвидус и солидус. Высоко-температурные точки поверхности ликвидус определялись методом

дифференциально-термического анализа (д.т.а.), а состав равновесной твердой фазы - анализом первых выпавших кристаллов в образцах после д.т.а. /8/.

Равновесные составы жидкой фазы при низких температурах (430-680°C в системе $Pb-Sn-Te$ и 480-760°C в системе $Pb-Sn-Se$ определялись методом подрастворения подложек $PbTe$ и $PbSe$ в расплавах различного состава /9, 10, 11/.

§ 2. Симплексное описание

Исследование поверхности ликвидус с помощью симплексного метода заключается в описании зависимости температур ликвидус от концентрации компонентов в жидкой фазе. То есть необходимо найти вид уравнения $T = f(x_1, x_2, x_3)$ (I).

Здесь x_1, x_2, x_3 - координаты точки в симплексном треугольнике, т.е. атомные доли компонентов в жидкой фазе.

Анализ показал, что наиболее целесообразно зависимость (I) искать в виде полинома IV степени относительно x_1, x_2, x_3 /1/:

$$T = \beta_1 x_1 + \beta_2 x_2 + \beta_3 x_3 + \beta_{12} x_1 x_2 + \beta_{13} x_1 x_3 + \beta_{23} x_2 x_3 + \\ + \gamma_{12} x_1 x_2 (x_1 - x_2) + \gamma_{13} x_1 x_3 (x_1 - x_3) + \gamma_{23} x_2 x_3 (x_2 - x_3) + \\ + \delta_{12} x_1 x_2 (x_1 - x_2)^2 + \delta_{13} x_1 x_3 (x_1 - x_3)^2 + \delta_{23} x_2 x_3 (x_2 - x_3)^2 + \\ + \beta_{1223} x_1 x_2^2 x_3 + \beta_{1123} x_1^2 x_2 x_3 + \beta_{1233} x_1 x_2 x_3^2.$$

Поверхность ликвидус для полного треугольника описать невозможно, так как крутизна ее в некоторых областях резко меняется, в частности, в области низких температур незначительное изменение содержания Se или Te в растворе



сильно меняет температуру ликвидус, а описание уравнением IУОй степени дает спрямленную, "сглаженную" поверхность. Поэтому в работе описывается часть полного треугольника. Матрица планирования для локального треугольника переносится в том же виде, какой она была для полного треугольника. Но здесь уже подставляются x'_1, x'_2, x'_3 - координаты точки в локальном треугольнике, "псевдокоординаты". Переход от этих координат к координатам x_1, x_2, x_3 ("истинным") осуществляется по формулам:

$$x_i = \Delta x'_i + x_{ii} - \Delta, \quad i = 1, 2, 3, \quad (1)$$

x'_i - координаты вершин локального треугольника в полном треугольнике, Δ - величина стороны локального треугольника.

Формулы обратного перехода от истинных координат к псевдокоординатам имеют вид:

$$x'_i = \frac{x_i + \Delta - x_{ii}}{\Delta}. \quad (2)$$

Коэффициенты соответствующего уравнения для локального треугольника выражаются через матрицу планирования локального треугольника. Исходя из поставленных задач, исследовались треугольники с координатами вершин $x_{11} = 0,99$, $x_{22} = 0,48$, $x_{33} = 0,49$ в обеих системах. Матрицы планирования и коэффициенты уравнения для этих треугольников представлены в таблицах I и 2.

Смещение сторон $Pb - Sn$ локального треугольника на 1% вверх оправдано тем, что при температурах, соответствующих растворимости Te или Se меньше 1%, скорости роста



значительно уменьшаются и эпитаксия практически затруднена.

Как показал анализ, соответствующие уравнения хорошо описывают реальную поверхность, начиная с температур 800°C и выше в системе $Pb-Sn-Se$ и с температур 630°C и выше в системе $Pb-Sn-Te$, что соответствует составам с $x_3 = x_{3o} > 0,16$ и $x_3 = x_{Te} > 0,12$. Расхождение в этих областях получилось в пределах точности определения экспериментальных точек матрицы планирования, которые при измерении методом ДТА составляют ($\pm 10^\circ C$).

Расхождение в области низких температур связано с большей кривизной поверхности ликвидус в этой области. Кроме того, в системе $Pb-Sn-Se$ наблюдается расхождение расчетных и экспериментальных данных в области высоких температур из-за большой кривизны поверхности ликвидус в этой области.

На следующем этапе необходимо было отыскать наибольший локальный треугольник, дающий точное описание поверхности ликвидус уравнением $IУ^{0й}$ степени. Для этого было проведено исследование локальных треугольников с большими значениями величины сторон Δ при постепенном их уменьшении.

Были исследованы треугольники с координатами вершин

$$x_{11} = 0,99, \quad x_{22} = 0,25, \quad x_{33} = 0,25; \quad x_{11} = 0,99,$$

$$x_{22} = 0,16, \quad x_{33} = 0,17, \quad x_{11} = 0,99, \quad x_{22} = 0,14,$$

$$x_{33} = 0,15 \text{ в системе } Pb-Sn-Se. \text{ В системе } Pb-Sn-Te$$

наибольший практический интерес представляют твердые растворы с содержанием $x_{SnTe} = 0,16 + 0,22$, поэтому были исследованы треугольники с координатами вершин $x_{11} = 0,91,$



0419353-210

$$x_{22} = 0,48, \quad x_{33} = 0,41, \quad x_{11} = 0,87, \quad x_{22} = 0,48, \quad x_{33} = 0,37.$$

Во всех этих треугольниках не описывалась реальная поверхность в области низких температур. Хорошее описание дали треугольники с координатами вершин $x_{11} = 0,99, x_{22} = 0,12, x_{33} = 0,13$ в системе $Pb-Sn-Se$ и с координатами вершин $x_{11} = 0,83, x_{22} = 0,48, x_{33} = 0,33$ - в системе $Pb-Sn-Te$.

Расхождения между расчетными и экспериментальными точками поверхностей ликвидус в этих треугольниках получились в пределах точности измерения экспериментальных точек ($< 10^\circ C$).

Было проделано симплексное описание поверхности солидус в виде:

$$y = a_1 x_1 + a_2 x_2 + a_{12} x_1 x_2. \quad (3)$$

Здесь x_1 - атомная доля Sn в жидкой фазе, $x_2 = 1 - x_1$ - суммарная атомная доля Pb и Se (или Te) в жидкой фазе, y - содержание $SnSe$ (или $SnTe$) в твердой фазе.

Коэффициенты a_1, a_2, a_{12} для каждой температуры выражаются через экспериментально определяемые точки на изотерме солидус с помощью следующих формул:

$$a_1 = y_1, \quad a_2 = y_2, \quad a_{12} = 4y_{12} - 2(y_1 + y_2),$$

$$y_1 - \text{значение при } x_1 = 1, \quad x_2 = 0,$$

$$y_2 - \text{значение при } x_1 = 0, \quad x_2 = 1,$$

$$y_{12} - \text{значение при } x_1 = 1/2, \quad x_2 = 1/2.$$

Поскольку описывается не вся область изменений x , а области, где $0 < x < 0,6$ в системе $Pb-Sn-Se$ и $0 < x < 0,48$

в системе $Pb-Sn-Te$, то осуществляется переход к локальному отрезку, аналогично переходу в симплексном треугольнике.

Переход от псевдокоординат к истинным координатам и обратный переход осуществляются по формулам (3) и (4), в которых Δ - длина локального отрезка.

Была найдена также зависимость коэффициентов a_1, a_2, a_{12} от температуры в виде полиномов 3-ей степени

$$a = a_0 + a_1 \Delta T + a_2 \Delta T^2 + a_3 \Delta T^3. \quad (4)$$

Здесь $\Delta T = T - 600$ для системы $Pb-Sn-Se$ и $\Delta T = T - 430$ для системы $Pb-Sn-Te$, a_0 - значения этих коэффициентов для $T=600^\circ C$ в системе $Pb-Sn-Se$ и $T=430^\circ C$ в системе $Pb-Sn-Te$.

Значения a_1, a_2, a_3 нашли обработкой кривых зависимостей $a = f(\Delta T)$ методом наименьших квадратов. Значения коэффициентов для системы $Pb-Sn-Se$:

$$a_1 = 0,33 + 6,52 \cdot 10^{-4} \Delta T - 8,75 \cdot 10^{-4} \Delta T^2 + 5,29 \cdot 10^{-4} \Delta T^3,$$

$$a_2 = 0,$$

$$a_{12} = 0,06 - 3 \cdot 10^{-6} \Delta T + 8,3 \cdot 10^{-4} \Delta T^2 - 4,05 \cdot 10^{-4} \Delta T^3.$$

Для системы $Pb-Sn-Te$:

$$a_1 = 0,16 + 7,74 \cdot 10^{-4} \Delta T - 5,04 \cdot 10^{-4} \Delta T^2 + 1,61 \cdot 10^{-4} \Delta T^3,$$

$$a_2 = 0,$$

$$a_3 = 0,1 - 3,06 \cdot 10^{-4} \Delta T + 8,43 \cdot 10^{-4} \Delta T^2 - 2,88 \cdot 10^{-4} \Delta T^3.$$

Значения содержания $SnSe$ или $SnTe$ в твердой фазе, рассчитанные по этим коэффициентам, расходятся с экспериментальными на 1% ($\Delta x = \pm 0,01$).

Кроме того, уравнение поверхности солидус было получено

следующим образом. Вначале методом наименьших квадратов были описаны изотермы солидуса в следующем виде:

$$y = c_1 x + c_2 x^2. \quad (5)$$

Здесь x - содержание Sn в жидкой фазе,

y - содержание $SnSe$ или $SnTe$ в твердой фазе.

Коэффициенты c_1 и c_2 находились из системы уравнений

$$\begin{aligned} (\sum_i x_i^2) c_1 + (\sum_i x_i^3) c_2 &= \sum_i x_i y_i, \\ (\sum_i x_i^3) c_1 + (\sum_i x_i^4) c_2 &= \sum_i x_i^2 y_i, \end{aligned}$$

x_i и y_i - экспериментальные точки, лежащие на изотермах. Зависимости c_1 и c_2 от температуры также были обработаны методом наименьших квадратов и для системы $Pb-Sn-Se$ получены в виде:

$$c_1 = 0,623 + 1,0906 \cdot 10^{-3} \Delta T + 5,44 \cdot 10^{-6} \Delta T^3, \quad (6)$$

$$c_2 = -0,108 - 1,8297 \cdot 10^{-3} \Delta T + 3,8488 \cdot 10^{-7} \Delta T^2.$$

Здесь $\Delta T = T - 600$.

Для системы $Pb-Sn-Te$ зависимости $c_1 = f(T)$ и $c_2 = f(T)$ получены в виде:

$$c_1 = 0,557 + 1,8253 \cdot 10^{-3} \Delta T - 3,1184 \cdot 10^{-6} \Delta T^2, \quad (7)$$

$$c_2 = -0,478 - 2,624 \cdot 10^{-3} \Delta T + 1,039 \cdot 10^{-5} \Delta T^2.$$

Здесь $\Delta T = T - 430$.

Уравнения (6) и (7) совместно с уравнением (5) дают уравнение поверхности солидуса, описывающее реальную поверхность с максимальным отклонением $\pm 0,01$ в области с $x < 0,2$ и с

отклонением меньше 0,005 - в остальной области.

§ 3. Термодинамическое описание

Наряду с математическим моделированием поверхности ликвидус и солидус используется термодинамическое описание, учитывающее характер взаимодействия и распределения атомов в жидкой и твердой фазе. При этом для характеристики фазовых равновесий используют наряду с графической аналитическую форму выражений, описывающих состояние реальной системы. Она может быть найдена в некоторых частных случаях при использовании той или иной степени приближения. В этих случаях вид уравнений будет определяться моделью, характеризующей взаимодействие данного компонента с остальными в каждой фазе. Термодинамическое описание сводится к определению связи между концентрациями в жидкой и твердой фазах при разных температурах. Эти соотношения выводятся из условия равновесия фаз при $T, P = const$, означающего равенство свободных энергий взаимодействующих фаз. Например, для системы из трехкомпонентного раствора $Pb-Sn-Te$:

$$\begin{aligned} \mu_{PbTe}^s &= \mu_{Pb}^l + \mu_{Te}^l, \\ \mu_{SnTe}^s &= \mu_{Sn}^l + \mu_{Te}^l. \end{aligned} \quad (8)$$

Учитывая в этих равенствах свободные энергии смещения компонентов $\Delta \mu_i = RT \ln \gamma_i x_i$ получаем выражения для констант равновесия:

$$K_{PbTe} = \frac{\gamma_{Pb}^l x_{Pb}^l \gamma_{Te}^l x_{Te}^l}{\gamma_{PbTe}^s x_{PbTe}^s}, \quad K_{SnTe} = \frac{\gamma_{Sn}^l x_{Sn}^l \gamma_{Te}^l x_{Te}^l}{\gamma_{SnTe}^s x_{SnTe}^s},$$

откуда в приближении регулярных растворов выводится уравнение, устанавливающее связь между составами равновесных жидкой и твердой фаз:

$$\begin{aligned} & (\alpha_{SnTe} - \alpha_{PbTe}) x_{Te}^l + \alpha_{PbSn} (1 - x_{Te}^l - 2x_{Sn}^l) = \\ & = \ln K_{SnTe} / K_{PbTe} + \ln \left(\frac{1 - x_{Te}^l}{x_{Sn}^l} - 1 \right) + \beta (1 - 2x_{Sn}^s) + \ln \frac{x_{SnTe}^s}{1 - x_{SnTe}^s}. \end{aligned} \quad (I0)$$

Для системы Pb-Sn-Se уравнение имеет вид

$$\begin{aligned} & (\alpha_{SnSe} - \alpha_{PbSe}) x_{Se}^l + \alpha_{PbSn} (1 - x_{Se}^l - 2x_{Sn}^l) = \\ & = \ln K_{SnSe} / K_{PbSe} + \ln \left(\frac{1 - x_{Se}^l}{x_{Sn}^l} - 1 \right) + \beta (1 - 2x_{Sn}^s) + \ln \frac{x_{SnSe}^s}{1 - x_{SnSe}^s}. \end{aligned} \quad (II)$$

Уравнения (I0) и (II) позволяют найти параметры взаимодействия α_{PbSn} и β . Для нахождения этих параметров при температурах 430, 500, 600°C в системе Pb-Sn-Te, где x_{Te}^l очень слабо зависит от концентрации x_{Sn}^l , можно предполагать x_{Te}^l постоянной, так как расчет показал, что учет слабой зависимости x_{Te}^l от x_{Sn}^l не приводит к чувствительному отклонению от полученных значений параметров α_{PbSn} и β . Для решения уравнения (I0) брались 4 пары экспериментальных точек $x_{Sn}^l - x_{SnTe}^s$ до составов $x_{SnTe}^s = 0,25$. С учетом того, что $(\alpha_{SnTe} - \alpha_{PbTe})$ и $\ln K_{SnTe} / K_{PbTe}$ постоянны и равны во всех четырех уравнениях, после приведения системы ко второму порядку, получится отличный от нуля детерминант:



$$\begin{vmatrix} (x_{Sn}^2 - x_{Sn}^1); (x_{SnTe}^1 - x_{SnTe}^2) \\ (x_{Sn}^4 - x_{Sn}^3); (x_{SnTe}^3 - x_{SnTe}^4) \end{vmatrix} \neq 0. \quad (12)$$

В системе $Pb-Sn-Se$, ввиду сильной зависимости x_{Se}^l от x_{Sn}^l , необходимо ее учитывать, и поэтому по данным четырём экспериментальным точкам до составов $x_{SnSe}^s = 0,30$, система четырех уравнений имеет отличный от нуля детерминант:

$$\begin{vmatrix} x_{Se_1}; (1-x_{Se_1}-2x_{Sn_1}); 1; (2x_{SnSe_1}-1) \\ x_{Se_2}; (1-x_{Se_2}-2x_{Sn_2}); 1; (2x_{SnSe_2}-1) \\ x_{Se_3}; (1-x_{Se_3}-2x_{Sn_3}); 1; (2x_{SnSe_3}-1) \\ x_{Se_4}; (1-x_{Se_4}-2x_{Sn_4}); 1; (2x_{SnSe_4}-1) \end{vmatrix} \neq 0. \quad (13)$$

Полученные значения β и α_{PbSn} для системы $Pb-Sn-Te$ приведены в таблице 3, для системы $Pb-Sn-Se$ — в таблице 4.

Подстановка полученных значений α_{PbSn} и β обратно в уравнение (10) дает возможность продолжить нахождение пар точек $x_{Sn}^l - x_{SnTe}^l$ на составы $x_{SnTe}^s > 0,25$, т.е. восстановить полную фазовую диаграмму состояния при данной температуре.

Принимая естественный разброс значений экспериментальных точек $\Delta x_{SnTe} \pm 0,005$, соответствующий погрешности снятия показаний в эксперименте, определяются три разных значения α_{PbSn} и β , отвечающих исходному и двум вариантам отклонений четырех экспериментальных величин x_{SnTe}^s . На рис. I показана достройка фазовых диаграмм системы $Pb-Sn-Te$ для температур 430, 500, 600, 680°C с двумя возможными

отклонениями. На основе этих данных построены линии изосолидусов для температур 430, 500, 600, 680°C, приведенные на рис. 2 для систем $Pb_{1-x}Sn_xTe$.

Для систем $Pb_{1-x}Sn_xSe$ линии изосолидусов даны на рис. 3

Для нахождения остальных параметров взаимодействия α_{PbTe} ,

α_{SnTe} , α_{PbSe} , α_{SnSe} из выражений (9) с учетом $x_{SnTe}^S + x_{PbTe}^S = 1$ получено уравнение:

$$\ln 1/K_{SnTe} = -\ln x_{Te}^L + \beta(1-x_{SnTe}^S)^2 - [\alpha_{PbTe}A + \alpha_{SnTe}B + \alpha_{PbSn}C] - \ln x_{Sn}^L / x_{SnTe}^S,$$

где

$$A = 1 - 3x_{Te} - 2x_{Te}^2 - x_{Sn}x_{Te}, \quad (I4)$$

$$B = x_{Sn} + x_{Te} - 2x_{Sn}x_{Te},$$

$$C = 1 - 3x_{Sn} + 2x_{Sn}^2 - x_{Te} + 2x_{Sn}x_{Te}.$$

Для системы $Pb-Sn-Se$ уравнение имеет аналогичный вид.

Если принять, как в вычислении α_{PbSn} и β для системы $Pb_{1-x}Sn_xTe$, что $x_{Te}^L \neq f(x_{Sn}^L)$, то детерминант уравнения (I4) равен нулю и параметры α_{PbTe} и α_{SnTe} не определяются. Поэтому, в связи с тем, что, например, в /5/ обнаружен спад x_{Te}^L с ростом x_{Sn}^L , учет этого факта позволяет определить необходимые параметры взаимодействия, температурный ход которых представлен на рис. 4., а значения приведены в таблице 3.

Подстановка значений x_{Te}^L с учетом зависимости ее от x_{Sn}^L не изменяет хода достройки.

Найденные значения параметров взаимодействия α_{PbSe} и α_{SnSe} в системе $Pb-Sn-Se$ представлены в таблице 4.

Аналогичную задачу можно решить в более общем виде,

представляя коэффициенты равновесия в виде:

$$K = RT \left(\sum_i \ln \gamma_i^s x_i^s - \sum_i \ln \gamma_i^l x_i^l \right)$$

и подставляя регулярное приближение для коэффициентов активности:

$$K = \alpha_{PbTe} \left(x_{Pb}^l - 3x_{Pb}^l x_{Te}^l + x_{Te}^l \right) + \alpha_{PbSn} \left(x_{Pb}^l - 3x_{Pb}^l x_{Sn}^l + x_{Sn}^l \right) + \\ + \alpha_{SnTe} \left(x_{Sn}^l - 3x_{Sn}^l x_{Te}^l + x_{Te}^l \right) - \beta \left(x_{SnTe}^2 + x_{PbTe}^2 \right) + RT \ln \frac{x_{SnTe}^s x_{PbTe}^s}{x_{Pb}^l x_{Sn}^l x_{Te}^l}$$

Однако в этом случае для достройки необходимо определить всех четырех параметров взаимодействия, тогда как при достройке по уравнению (10) можно ограничиться знанием лишь двух параметров α_{PbSn} и β .

§ 4. Сравнительный анализ

В отличие от симплексного метода в термодинамическом методе была показана возможность достройки изотерм твердой фазы в области $0 < x < 1$ для системы Pb-Sn-Te по данным ограниченного числа экспериментов. Определенные расчетным путем изотермы твердой фазы хорошо соответствуют экспериментальным результатам, полученным в работах /7/, /8/, /11/, /13/, что показано на рис. 5 (а,б). И как следствие этого - принципиальное отличие наших результатов с достройкой работы /5/ (отсутствие "плато" показано на рис.6). Проведенная достройка позволила сравнить градиенты концентраций по толщине выраженного слоя. Из рис.1 видно, что



041053040
202501010133

до некоторых значений x_{Sn}^l расстояния между изотермами растут. Это показывает, что градиент концентраций Δx_{SnTe}^s по толщине выращенного слоя больше в слоях, выращенных из растворов с большим содержанием x_{Sn}^l . Среднее значение концентрационного градиента Δx_{SnTe}^s может быть выражено как функция интервала охлаждения ΔT . Вычисленное значение этой величины в работе / II / равно: $\Delta x_{SnTe}^s / \Delta T \approx 0,025\%/^{\circ}C$ в точке $x_{Sn}^l = 0,2$. По данным работы / 6 / это значение равно $\Delta x_{SnTe}^s / \Delta T \approx 0,016\%/^{\circ}C$ в точке $x_{Sn}^l = 0,195$.

В нашей работе это значение: $\Delta x_{SnTe}^s / \Delta T \approx 0,015\%/^{\circ}C$ в точке $x_{Sn}^l = 0,2$.

Однако представляет интерес сравнить эти величины для больших составов по x_{Sn}^l в областях перекрытия кривых изотерм с нанесенными ошибками измерения. На рис. I для точки

$$x_{Sn}^l = 0,9 \quad \Delta x_{SnTe}^s / \Delta T \approx 0,115\%/^{\circ}C, \text{ а для точек}$$

$$x_{Sn}^l = 0,7 \quad \Delta x_{SnTe}^s / \Delta T \approx 0,06\%/^{\circ}C.$$

В данной работе для описания экспериментальных данных принята модель регулярных растворов. В рамках данной модели доказывается, что из условий, необходимых для расслаивания раствора, следует ограничение по величине параметров взаимодействия $|\alpha| < |2RT|$, что требовало отбора теоретически полученных значений α .

Аномально высокие значения α для повышенных температур можно объяснить неприменимостью принятой модели регулярного раствора при этих температурах, на что указывалось в работе / I4 /. В этой работе высокотемпературные значения

α описываются с учетом возникающих ассоциаций в расплаве, т.е. вводится модель регулярного ассоциированного раствора. Однако данная модель плохо описывает низкотемпературные точки (меньше 650°C).

По модели строго регулярных растворов $\alpha(T) \beta(T) = \text{const}$ квазирегулярных растворов $\alpha, \beta = A + BT$. Но, как подчеркнуто в работе / 5 / и подтверждено нашими расчетами, чувствительность расчетных параметров взаимодействия от неточности определения экспериментальных точек концентраций очень велика. Неточность в определении концентраций приводит к отклонению расчетных значений параметров на 200%. Исходя из этого, температурный ход параметров целесообразно давать в виде полосы, внутри которой α может принимать любые значения. В пределах полос изменения α_{PbSn} и β можно аппроксимировать линейный или даже постоянный температурный ход этих параметров в соответствии со строго или квазирегулярным приближением. Как показал анализ, температурный ход параметров α_{PbSn} и β по работе / 5 / лежит вне этих полос, что может объяснить принципиальное отличие в результатах достройки изотерм солидус.

Хотя в данной работе не были исследованы отдельно поверхности ликвидус и солидус термодинамическим методом, однако достройка изотерм солидус показала, что при известных параметрах взаимодействия построение поверхностей солидус и ликвидус по экспериментальным данным на ограниченных участках составов и температур может быть проведено.

При симплексном методе, в отличие от термодинамического,

описание охватывает только тот диапазон составов и температур, по которому имеются экспериментальные данные. Следует также подчеркнуть, что в термодинамическом методе, при значительном изменении параметров взаимодействия в зависимости от точности экспериментальных измерений, характер восстановленных по этим параметрам поверхностей существенно не меняется.

Аналогично и в симплексном методе при изменении экспериментально определяемых точек планирования коэффициенты уравнения меняются сильно, но характер описания не меняется.

Более точное описание поверхности ликвидус и солидус термодинамическим методом требует определения зависимости параметров взаимодействия от состава и температуры в виде полинома, что в определенном смысле объединяет оба метода.

Таким образом, в настоящей работе было проведено наиболее полное термодинамическое и симплексное описание фазовых диаграмм состояния $Pb_{1-x}Sn_xSe$ и $Pb_{1-x}Sn_xTe$, что открывает широкие возможности для эпитаксиального роста этих твердых растворов и создания их на основе структур для оптоэлектронных приборов в ИК области спектра.

Таблица 1

Матрица планирования и коэффициенты для треугольника с вершинами $x_{11}=0,99$, $x_{22}=0,48$, $x_{33}=0,49$ в системе $P\beta-S\eta-Se$.

Точки матрицы планирования	Координаты в локальном треугольнике			Координаты в полном треугольнике			Температура в точке матрицы °C	Коэффициенты
	x'_1	x'_2	x'_3	x_1	x_2	x_3		
T_1	1	0	0	0,99	0	0,01	609	$\beta_1=609$
T_2	0	1	0	0,51	0,01	0,48	592	$\beta_2=592$
T_3	0	0	1	0,51	0,49	0	1073	$\beta_3=1073$
T_{1222}	0,25	0,75	0	0,63	0,36	0,01	599	$\beta_{12}=10$
T_{1333}	0,25	0	0,75	0,63	0	0,37	991	$\beta_{13}=436$
T_{2333}	0	0,25	0,75	0,51	0,12	0,37	964	$\beta_{23}=174$
T_{1112}	0,75	0,25	0	0,87	0,12	0,01	607	$\gamma_{12}=-2,7$
T_{1113}	0,75	0	0,25	0,87	0	0,13	858	$\gamma_{13}=528$
T_{2223}	0	0,75	0,25	0,51	0,36	0,13	804	$\gamma_{23}=429,3$
T_{1123}	0,5	0,25	0,25	0,75	0,12	0,13	834	$\delta_{12}=13,3$
T_{1223}	0,25	0,5	0,5	0,63	0,24	0,13	816	$\delta_{13}=37,3$
T_{1233}	0,25	0,25	0,5	0,63	0,12	0,25	902	$\delta_{23}=402,7$
T_{12}	0,5	0,5	0	0,75	0,24	0,01	603	$\beta_{1123}=1346,7$
T_{13}	0,5	0	0,5	0,75	0	0,25	950	$\beta_{1223}=1690,7$
T_{23}	0	0,5	0,5	0,51	0,24	0,25	876	$\beta_{1233}=-558$

Таблица 2

T_1	1	0	0	0,99	0	0,01	496	$\beta_1=496$
T_2	0	1	0	0,51	0,01	0,48	504	$\beta_2=504$
T_3	0	0	1	0,51	0,49	0	920	$\beta_3=920$
T_{1222}	0,25	0,75	0	0,63	0,36	0,01	502	$\beta_{12}=0$
T_{1333}	0,25	0	0,75	0,63	0	0,37	880	$\beta_{13}=368$
T_{2333}	0	0,25	0,75	0,51	0,12	0,37	867	$\beta_{23}=312$
T_{1112}	0,75	0,25	0	0,87	0,12	0,01	498	$\gamma_{12}=0$
T_{1113}	0,75	0	0,25	0,87	0	0,13	707	$\gamma_{13}=208$



T_{2223}	0	0,75	0,25	0,51	0,36	0,13	700	$\gamma_{23}=213,7$
T_{1123}	0,5	0,25	0,25	0,75	0,12	0,13	706	$\delta_{12}=0$
T_{1223}	0,25	0,5	0,25	0,63	0,24	0,13	700	$\delta_{13}=352$
T_{1233}	0,25	0,25	0,5	0,63	0,12	0,25	795	$\delta_{23}=277,3$
T_{12}	0,5	0,5	0	0,75	0,24	0,01	500	$\beta_{1123}=1610,7$
T_{13}	0,5	0	0,5	0,75	0	0,25	800	$\beta_{1223}=1066,7$
T_{23}	0	0,5	0,5	0,51	0,24	0,25	790	$\beta_{1233}=-800$

Таблица 3

Система $Pb_{1-x}Sn_xTe$

Температура эпитаксии T_K	χ_{Sn}^p	χ_{SnTe}^s	β	α_{PbSn}	α_{PbTe}	α_{SnTe}
430	0,12	0,065	-926	1551	1787	5305
	0,24	0,105				
	0,36	0,135				
	0,48	0,160				
500	0,12	0,080	-2405	1157	2083	3516
	0,24	0,127				
	0,36	0,163				
	0,48	0,195				
600	0,12	0,090	-763	1544	1182	2947
	0,24	0,150				
	0,36	0,183				
	0,48	0,225				
680	0,12	0,100	-10414	-4128		
	0,24	0,170				
	0,36	0,225				
	0,48	0,290				

Таблица 4

Система $Pb_{1-x}Sn_xTe$

Темпера- тура эпи- таксии °К	χ_{Sn}^e	χ_{Se}^e	χ_{SnSe}^e	β ккал/ моль	α_{PbSn}	α_{PbSe}	α_{SnSe}
600	0,1	0,0085	0,070	876	1451	4299	4300
	0,2	0,0090	0,130				
	0,3	0,0100	0,180				
	0,4	0,0105	0,230				
700	0,1	0,0285	0,085	812	3517	-1676	889
	0,2	0,0295	0,156				
	0,3	0,030	0,205				
	0,4	0,031	0,260				
760	0,1	0,0680	0,100	710	285	318	-4103
	0,2	0,0765	0,175				
	0,3	0,0840	0,240				
	0,4	0,0925	0,295				

Поступила 28.VI.1980.

ЛИТЕРАТУРА

1. О.И. Даварашвили, З.С. Качлишвили, И.В. Криалашвили, Э.И. Манафлы, Ю.Г. Пухов, Н.Г. Рябцев, Р.А. Чармакадзе, Р.И. Чиковани, А.П. Шотов. Труды ТГУ, 203, 95, 1978.
2. А.С. Адонин, О.И. Даварашвили, Л.И. Михайлов, Н.Т. Рябцев. Сборник "Электронная техника", сер. "Полупроводниковые приборы", 54, 77, 1976.
3. А.С. Адонин, О.И. Даварашвили, Н.Г. Рябцев, Р.И. Чиковани, А.П. Шотов. Сборник "Электронная техника", сер. "Полупро-

водниковые приборы", 6, II, 1977.

4. Z.Muszunski, R.I.Chikovani, O.I.Davarashvili, G.G.Gegiadze, N.G.Riabcev, S.G.Konnikov. Electron Technology, 11, 1/2, 57, 1978.
5. J.S.Harris, J.T.Longo, E.R.Gertner, J.E.Clark. J. Crystal Growth, 28, 334-342, (1975).
6. О.И.Даварашвили, З.С.Кацлишвили, Ю.Г.Пухов, Н.Г.Рябцев, Р.И.Чиковани, А.П.Шотов. Труды ТГУ, 190, 87, 1977.
7. В.В.Крапухин, И.А.Соколов, И.Я.Цвейбак. ЖФХ, том 4, 3, 625, 1979.
8. М.Е.Тами, В.П.Зломанов, А.В.Новоселова. Доклады АН СССР, 224, № 5, 1975.
9. А.П.Шотов, О.И.Даварашвили. Известия АН СССР, Неорганические материалы, 13, № 4, 610, 1977.
10. Г.Г.Гегиадзе, О.И.Даварашвили, И.В.Криалашвили, Г.С.Конников, Л.М.Нацвлишвили, Р.И.Чиковани, А.П.Шотов. Сообщения АН СССР 92, № 2, 325, 1978.
11. N.Tamari, H.Shtrikman, J.Crystal Growth, 43, 1978.
12. В.И.Стафеев, Е.С.Банин, Т.Ф.Терехова, О.А.Миронова, О.В.Пелевин, Б.Г.Гирич, Т.Г.Моховая, М.И.Николаев. ФТП, 12, № 9, 1978.
13. S.H.Groves, J.Electron. Mater., 6, 195, 1977.
14. A.Lauquier, J.Cador, M.Faure and M.Moulin. J.Crystal Growth, 21, 235, 1974.

G.Gegiadze, O.Davarashvili, B.Kobrin, N.Sagdeeva, M.Saginar, D.Tret'yakov, R.Chikovani, A.Shotov

THERMODYNAMIC AND SIMPLEX DESCRIPTION OF
PHASE DIAGRAMS OF THE Pb-Sn-Te AND Pb-Sn-Se SEMICON-
DUCTOR SYSTEMS

Summary

A complete and generalized investigation of phase diagrams of the Pb-Sn-Te and Pb-Sn-Se semiconductor systems has been carried out.

Local triangles for compounds of particular practical interest ($\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ - $x = 0,12-0,22$; $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ - $x = 0-0,12$) were studied by means of a simplex lattice method.

For the first time by the simplex method mathematical description of solidus surfaces in the second-order equation approximation is presented.

Solidus isotherms in the Pb-Sn-Te system were completed by the thermodynamic method with allowance was for experimental errors, and the possible compounds gradient determined from epitaxial layer thickness. Interaction parameters for both systems were calculated, and their temperature run was established.

A comparison of the two methods showed good agreement of our calculations with experimental results as well as with the data obtained elsewhere.

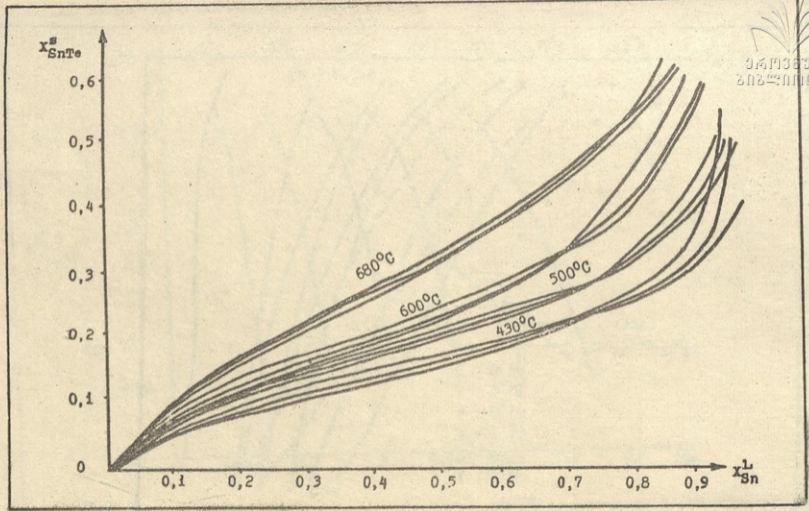
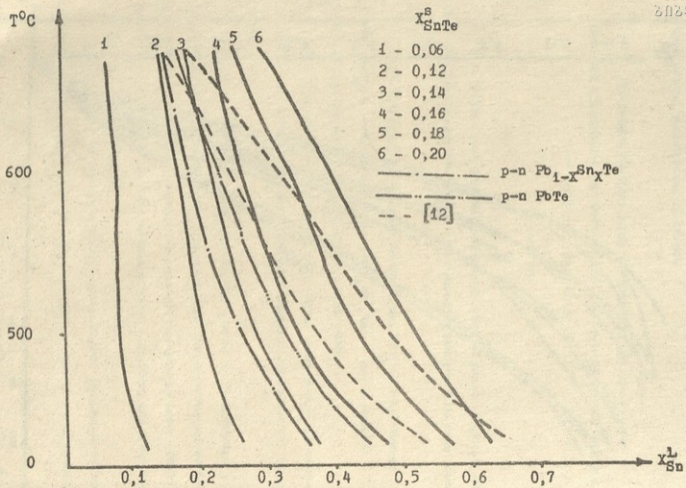


Рис. I.



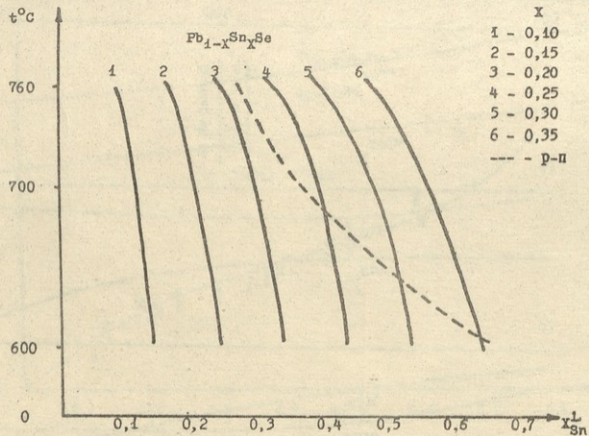
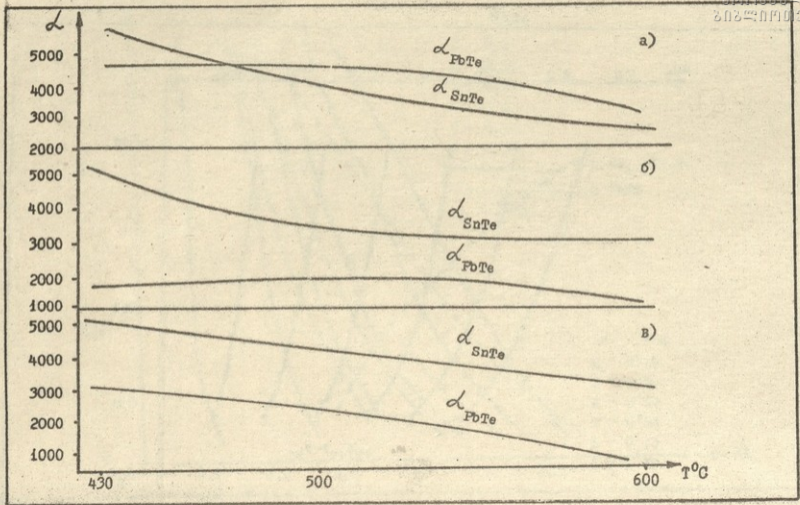


Рис. 3.



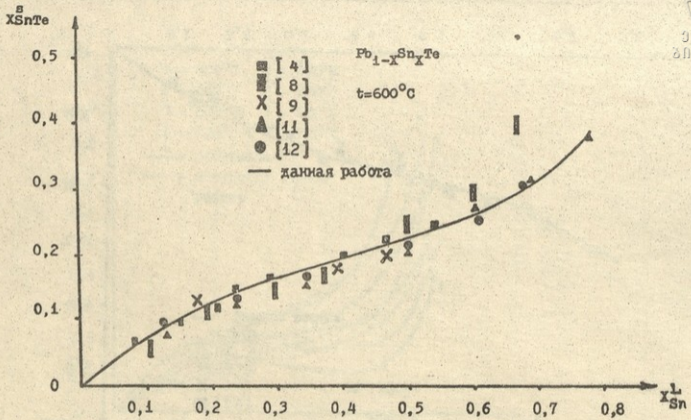
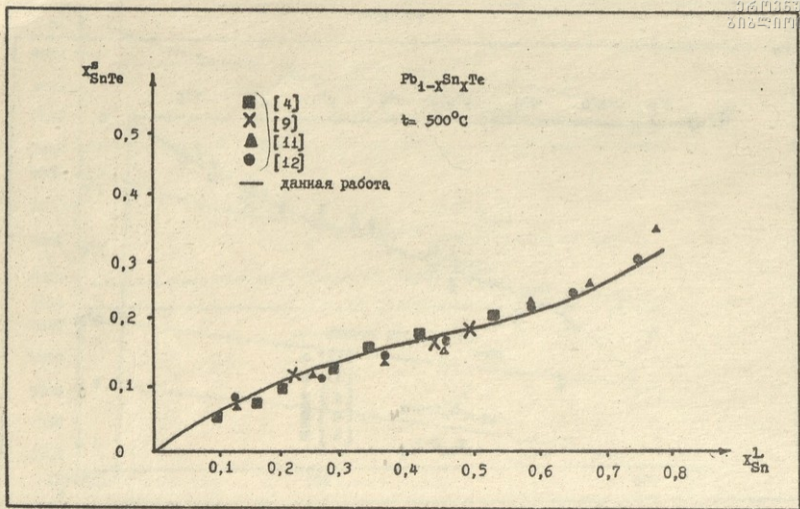


Рис. 5а.



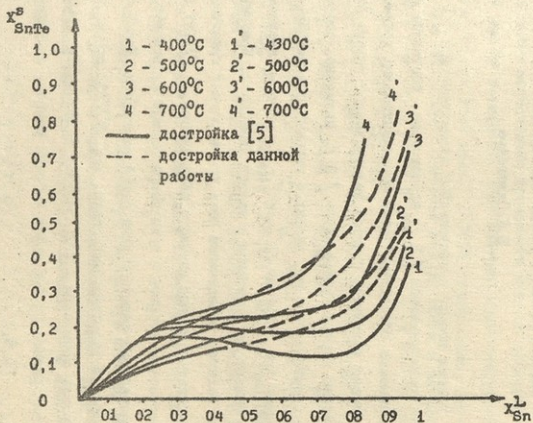


Рис. 6.



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

თბილისის შრომის ნიშნით რჩობის ორდენისადაც სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები

220, 1981

ГРУППА ВЕЛИКОГО ОБЪЕДИНЕНИЯ $SO(10)$ И ОКТАИОНЫ

З.К.Силагадзе

Успехи модели электрослабых взаимодействий / 1 / и квантовой хромодинамики / 2 /, естественно, поставили вопрос о возможности объединения всех фундаментальных взаимодействий на основе локальной простой калибровочной группы Ли. Как показали первые исследования / 3 /, возможно, что объединение электромагнитных, слабых и сильных взаимодействий происходит при энергиях $10^{14} - 10^{15} \text{ GeV}$, что на несколько порядков меньше по сравнению с массой планкиона. Поэтому такое, т.н. великое объединение пока пренебрегает гравитацию. Минимальная группа великого объединения, $SU(5)$ /3/, не в состоянии собрать в один неприводимый мультиплет все фундаментальные фермионы даже одной генерации. Кроме того, несмотря на значительные успехи, для $SU(5)$ группы возникают и другие трудности / 4 /. Поэтому в последнее время стали рассматривать группы более высоких рангов, а именно $SO(10)$ и E_6 /5,6,7/.

В этой работе мы рассмотрим первую из них. $SO(10)$, как кандидат калибровочной группы великого объединения, имеет, по крайней мере два достоинства. Во-первых, на его



основе можно осуществить естественный синтез между идеями великого объединения и модели Пати-Салама (лептонное число как четвертый цвет) /5/. Во-вторых, фундаментальные фермионы имеют три различного рода степени свободы: цвет, аромат и генерацию. Вполне возможно, что последняя из них не связана с локальной калибровочной инвариантностью, а имеет другую основу (скажем дискретную или глобальную симметрию). В этом случае, наиболее естественно произвести великое объединение внутри каждой генерации. Если нейтрино имеет ненулевую массу покоя, то для этой цели $SO(10)$ группа самая экономичная: все шестнадцать степеней свободы цвета и аромата, составляющие генерацию, можно объединить в один неприводимый левый 16-plet этой группы.

Принимая во внимание, что $SO(10)$ есть подгруппа в E_6 , а эта последняя тесно связана с октонионами /8,9/, мы считаем интересным рассмотреть $SO(10)$ с точки зрения октонионов. Как увидим ниже, алгебру Ли для $SO(10)$ (\mathcal{D}_5 по классификации Картана /10/) можно довольно естественно связать с октонионами.

Сначала вспомним некоторые факты из теории алгебр Ли и октонионов /9, 10/.

Будем рассматривать комплексную полупростую алгебру Ли \mathcal{A} . Пусть $x \in \mathcal{A}$. Присоединенный эндоморфизм adx определяется как линейное отображение алгебры \mathcal{A} в себя, заданное так:

$$adx(y) = [x, y].$$

Подалгебра Картана \mathcal{H} есть максимальная абелева подалгебра в \mathcal{A} , состоящая из полупростых элементов



(то есть, можно найти такой базис в \mathcal{L} , для которого все adx , $x \in \mathcal{K}$ операторы принимают диагональный вид). \mathcal{L} может иметь несколько подалгебр Картана, но все они имеют одинаковую размерность, равную рангу алгебры \mathcal{L} .

Пусть \mathcal{K} есть фиксированная подалгебра Картана и \mathcal{K}^* — ее дуальное пространство (векторное пространство комплекснозначных линейных форм на \mathcal{K}). Для всякого $\lambda \in \mathcal{K}^*$ через \mathcal{L}^λ обозначим подпространство в \mathcal{L} , которое состоит из таких элементов x , что для всякого $y \in \mathcal{K}$ имеем $[y, x] = \lambda(y)x$. Ненулевые элементы $\lambda \in \mathcal{K}^*$, такие, что $\mathcal{L}^\lambda \neq 0$, называются корнями алгебры \mathcal{L} относительно подалгебры Картана \mathcal{K} . Количество различных корней конечно и если R есть система корней алгебры, то

$$\mathcal{L} = \mathcal{K} \oplus \sum_{\lambda \in R} \mathcal{L}^\lambda \quad (\text{Прямая сумма векторных пространств.}) \quad (I)$$

где каждое \mathcal{L}^λ одномерно. Таким образом, $\dim \mathcal{L} = \text{ранг } \mathcal{L} + \text{число корней}$. Если выбрать базис $\{K_1, K_2, \dots, K_n\}$ в \mathcal{K} и добавить ненулевые векторы $E_\lambda \in \mathcal{L}^\lambda$, где $\lambda \in R$, то получим базис Картана-Вейля для алгебры \mathcal{L} . В случае нормировки

$$\text{tr} (adK_i \cdot adK_j) = \delta_{ij}, \quad \text{tr} (adE_\lambda \cdot adE_{-\lambda}) = -1$$

коммутационные соотношения имеют вид:

$$\begin{aligned} [K_i, E_\lambda] &= \lambda(K_i)E_\lambda, \\ [E_\lambda, E_{-\lambda}] &= \sum_i \lambda(K_i)K_i, \\ [E_\lambda, E_\mu] &= N_{\lambda, \mu} E_{\lambda+\mu}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\lambda + \mu \neq 0$, а $N_{\lambda, \mu}$ отлично от нуля, только если

$\lambda + \mu \in R$.

Для каждого $\lambda \in \mathcal{H}^*$ существует однозначно определенный элемент $h_\lambda \in \mathcal{H}$ такой, что для всех $x \in \mathcal{H}$ выполняется равенство

$$\lambda(x) = \text{tr}(ad h_\lambda \cdot ad x). \quad (3)$$

Используя это, в \mathcal{H}^* определяют скалярное произведение с помощью равенства

$$(\lambda, \mu) = \text{tr}(ad h_\lambda \cdot ad h_\mu). \quad (4)$$

Угол между корнями, следующий из этого скалярного произведения, может принимать только определенные значения, а именно, если φ есть угол между двумя непропорциональными корнями, то $4 \cos^2 \varphi = 0, 1, 2$ или 3 . Углы между корнями и отношения их длин однозначно (с точностью до изоморфизма) определяют алгебру Ли. Эту информацию компактно передают диаграммы Дынкина /II/.

Пусть в \mathcal{H}^* выбран базис. Говорят, что вектор из \mathcal{H}^* положителен, если первая отличная от нуля его координата положительна. Положительный корень называется простым, если его нельзя представить в виде суммы двух положительных корней. Множество простых корней S образует базис в \mathcal{H}^* , скалярное произведение двух простых корней неположительно и произвольный корень $\lambda \in R$ можно представить в виде

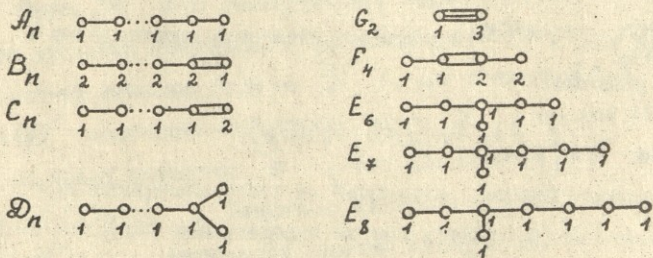
$$\lambda = \sum_{\alpha \in S} m_\alpha \alpha, \quad \text{где } m_\alpha - \text{целые числа одинакового знака.}$$

Вершины диаграммы Дынкина соответствуют простым корням. Две различные вершины связаны отрезками прямой линии, число которых равно $4 \cos^2 \varphi$, где φ есть угол между



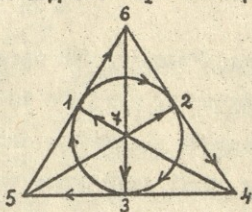
соответствующими простыми корнями. Около каждой вершины пишется число, пропорциональное квадрату длины соответствующего корня.

Классификация простых комплексных алгебр Ли такова / IO/ (индекс указывает на ранг алгебры):



Последние 5 алгебр называют исключительными.

Алгебра октонионов получится, если к единице $e_0 = 1$ добавить семь e_j мнимых единиц ($e_j^2 = -1$), таблица умножения которых задается при помощи диаграммы /I2/



(5)

Здесь направление стрелки определяет знак, например,

$$e_2 \cdot e_3 = e_1, \quad e_3 \cdot e_4 = -e_5, \quad e_4 \cdot e_6 = e_2, \quad e_1 \cdot e_7 = -e_4$$

и т.д.

Если $\{1, e_j\}$ рассматривать как базис действительного или комплексного пространства, то получим алгебру действительных или комплексных октонионов, имеющих вид $q = q_0 + q_j e_j$, где q_0, q_j - скаляры и под f подразумевается сум-

мирование.

Алгебра октонионов неассоциативна, она - альтернативна, т.е. ассоциатор $(q_1, q_2, q_3) = (q_1 \cdot q_2) \cdot q_3 - q_1 \cdot (q_2 \cdot q_3)$ является кососимметричной функцией своих аргументов и не равен тождественно нулю.

При использовании комплексных октонионов в физических целях, особенно удобен т.н. "расщепленный" базис Гьурсея - Гьонейдина / 12 /:

$$\begin{aligned} u_0 &= \frac{1}{2} (\ell_0 + i\ell_x), & u_j &= \frac{1}{2} (\ell_j + i\ell_{j+3}), \\ u_0^* &= \frac{1}{2} (\ell_0 - i\ell_x), & u_j^* &= \frac{1}{2} (\ell_j - i\ell_{j+3}). \end{aligned} \quad (6)$$

Таблица умножения в этом базисе имеет вид

$$\begin{array}{lll} u_i u_j = \epsilon_{ijk} u_k^* & u_i u_0^* = u_i & u_0 u_i^* = 0 \\ u_i^* u_j^* = \epsilon_{ijk} u_k & u_i^* u_0 = u_i^* & u_0^* u_i^* = u_i^* \\ u_i u_j^* = -\delta_{ij} u_0 & u_i^* u_0^* = 0 & u_0 u_0 = u_0 \\ u_i^* u_j = -\delta_{ij} u_0^* & u_0 u_i = -u_i & u_0^* u_0^* = u_0^* \\ u_i u_0 = 0 & u_0^* u_i = 0 & u_0 u_0^* = u_0^* u_0 = 0 \end{array} \quad (7)$$

Если $\{u_\alpha, u_\alpha^*\}$ рассматривать как базис действительной алгебры, то получим алгебру расщепленных октонионов, которая своими свойствами отличается от алгебры действительных октонионов.

Физическая привлекательность расщепленного базиса объясняется тем, что из линейных преобразований октонионов можно построить алгебру Ли \mathcal{A}_2 , относительно которой u_i преобразуется как триплет, u_i^* - как антитриплет и u_0, u_0^* - синглеты.

041935940
302 0000933

$F_{ab} = -F_{ba}$ - линейные преобразования октонионов пре-
деляются так /9/:

$$F_{a0} q = \frac{1}{2} \ell_a \cdot q, \quad F_{0a} = -F_{a0}, \quad F_{ab} q = \frac{1}{2} \ell_b \cdot (\ell_a \cdot q). \quad (8)$$

Используя равенство

$$\ell_a \cdot (\ell_b \cdot q) + \ell_b \cdot (\ell_a \cdot q) = -2\delta_{ab} q, \quad (9)$$

справедливое для любого октониона q , можно проверить сле-
дующие коммутационные и антикоммутационные соотношения

$$[F_{ab}, F_{cd}] = \delta_{bc} F_{ad} + \delta_{ad} F_{bc} - \delta_{ac} F_{bd} - \delta_{bd} F_{ac}, \quad (10)$$

$$\{F_{a0}, F_{b0}\} = -\frac{1}{2} \delta_{ab}. \quad (11)$$

После этого краткого перечисления вспомогательных алгеб-
раических результатов обратимся к нашей задаче и обсудим
связь между $SO(10)$ и октонионами. Для этой цели рассмот-
рим 16-мерное комплексное пространство биоктонионов вида

$\begin{pmatrix} q_1 \\ q_2 \end{pmatrix}$, где $q_{1,2}$ - комплексные октонионы. F_{ab} преоб-
разования можно распространить и на биоктонионы

$$F_{ab} \begin{pmatrix} q_1 \\ q_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F_{ab} q_1 \\ F_{ab} q_2 \end{pmatrix}.$$

Действие на биоктонионы σ_i матриц Паули определяется так
же естественно. Так как F_{ab} действует внутри каждой ок-
тонионной компоненты, а для σ_i эти последние выступают
как целые, бесструктурные объекты, то

$$[F_{ab}, \sigma_i] = 0. \quad (12)$$

Возьмем следующие 2×45 операторов:

$$M_{ij} = \frac{1}{2} \varepsilon_{ijk} \delta_k, \quad M_{K, A+3} = -i \delta_K F_{A0}^{\circ} \quad (13)$$

$$M_{A+3, B+3} = -i F_{AB}, \quad M_{A+3, K} = -M_{K, A+3}.$$

Здесь $i, j, k = 1 \div 3$ и $A, B = 1 \div 7$. Кроме того, индексы суммируются по $\text{mod } 10$ (т.е. $3+7=0$).

При помощи (10), (11) и (12), можно проверить следующие коммутационные соотношения:

$$[M_{\mu\nu}, M_{\tau\rho}] = -i (\delta_{\nu\tau} M_{\mu\rho} + \delta_{\mu\rho} M_{\nu\tau} - \delta_{\mu\tau} M_{\nu\rho} - \delta_{\nu\rho} M_{\mu\tau}). \quad (14)$$

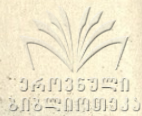
Но это есть коммутационные соотношения для $SO(10)$ генераторов. Таким образом, $M_{\mu\nu}$ операторы, где $\mu, \nu = 0 \div 9$, порождают алгебру Ли для $SO(10)$.

Из (14) видно, что $M_{\alpha\beta}$ ($\alpha, \beta = 0 \div 3$) и M_{mn} ($m, n = 4 \div 9$) подмножества операторов замкнуты относительно коммутации и коммутируют между собой. Они порождают \mathcal{D}_2 и \mathcal{D}_3 алгебры Ли групп $SO(4)$ и $SO(6)$. Сравнение соответствующих схем Динкина показывает, что $\mathcal{D}_2 \approx \mathcal{A}_1 \oplus \mathcal{A}_1$ и $\mathcal{D}_3 \approx \mathcal{A}_3$. Поэтому

$SO(4)$ и $SO(6)$ группы локально изоморфны соответственно группам $SU(2) \times SU(2)$ и $SU(4)$. Таким образом, $SO(10)$ имеет $SU(2)_L \times SU(2)_R \times SU(4)$ подгруппу. Генераторы $SU(2)_L \times SU(2)_R$ подгруппы имеют вид

$$\begin{aligned} T_L^1 &= \frac{1}{2} (M_{23} - M_{10}), & T_R^1 &= \frac{1}{2} (M_{23} + M_{10}), \\ T_L^2 &= \frac{1}{2} (M_{31} - M_{20}), & T_R^2 &= \frac{1}{2} (M_{31} + M_{20}), \\ T_L^3 &= \frac{1}{2} (M_{12} - M_{30}), & T_R^3 &= \frac{1}{2} (M_{12} + M_{30}). \end{aligned} \quad (15)$$

Их можно переписать и так:



$$T_L^i = \frac{1}{2} \delta_i u_0, \quad T_R^i = \frac{1}{2} \delta_i u_0^*. \quad (16)$$

При такой записи подразумевается, что, например,

$$T_L^i \begin{pmatrix} q_1 \\ q_2 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \delta_i \begin{pmatrix} u_0 q_1 \\ u_0 q_2 \end{pmatrix}.$$

(7) показывает, что умножения на u_0 и u_0^* играют роль проекционных операторов. В частности, очевидно, что пространство биоктонионов относительно $SU(2)_L$ разлагается на

$\chi_{\pm} u_{\alpha}^*$ синглеты и $\begin{bmatrix} \chi_+ u_{\alpha} \\ \chi_- u_{\alpha} \end{bmatrix}$ дублеты. Здесь $\chi_+ = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$, $\chi_- = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$

и $\alpha = 0 \div 3$. Аналогично, относительно $SU(2)_R$ имеем

$\begin{bmatrix} \chi_+ u_{\alpha}^* \\ \chi_- u_{\alpha}^* \end{bmatrix}$ дублеты и $\chi_{\pm} u_{\alpha}$ синглеты.

Генераторы подгруппы $SU(4)$, соответствующие обобщенным матрицам Гелл-Манна, суть

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_1 &= M_{57} + M_{48} & \mathcal{F}_6 &= M_{68} + M_{59} & \mathcal{F}_{11} &= M_{49} - M_{67} \\ \mathcal{F}_2 &= M_{45} + M_{78} & \mathcal{F}_7 &= M_{56} + M_{89} & \mathcal{F}_{12} &= M_{79} - M_{46} \\ \mathcal{F}_3 &= M_{47} + M_{58} & \mathcal{F}_8 &= \frac{1}{\sqrt{3}} (M_{47} + M_{58} - 2M_{69}) & \mathcal{F}_{13} &= M_{57} - M_{48} \\ \mathcal{F}_4 &= M_{49} + M_{67} & \mathcal{F}_9 &= M_{68} - M_{59} & \mathcal{F}_{14} &= M_{45} - M_{78} \\ \mathcal{F}_5 &= M_{49} + M_{46} & \mathcal{F}_{10} &= M_{56} - M_{89} & \mathcal{F}_{15} &= \sqrt{\frac{2}{3}} (M_{47} + M_{58} + M_{69}) \end{aligned} \quad (17)$$

Первые восемь из них замкнуты относительно коммутации и порождают \mathcal{A}_2 алгебру Ли группы $SU(3)$. Относительно ей u_i преобразуется как триплет, u_i^* - как антриплет, u_0 и u_0^* - как синглеты /12/. Эту $SU(3)$ берут обычно в роли группы цвета.

Операторы сдвига $SU(4)$ имеют вид:

$$\begin{aligned}
 E_{12} &= \frac{1}{2} (\mathcal{F}_1 + i\mathcal{F}_2) & E_{31} &= \frac{1}{2} (\mathcal{F}_4 - i\mathcal{F}_5) & E_{03} &= \frac{1}{2} (\mathcal{F}_{13} + i\mathcal{F}_{14}) \\
 E_{13} &= \frac{1}{2} (\mathcal{F}_4 + i\mathcal{F}_5) & E_{32} &= \frac{1}{2} (\mathcal{F}_6 - i\mathcal{F}_7) & E_{10} &= \frac{1}{2} (\mathcal{F}_9 - i\mathcal{F}_{10}) \\
 E_{25} &= \frac{1}{2} (\mathcal{F}_6 + i\mathcal{F}_7) & E_{01} &= \frac{1}{2} (\mathcal{F}_9 + i\mathcal{F}_{10}) & E_{20} &= \frac{1}{2} (\mathcal{F}_{11} - i\mathcal{F}_{12}) \\
 E_{21} &= \frac{1}{2} (\mathcal{F}_1 - i\mathcal{F}_2) & E_{02} &= \frac{1}{2} (\mathcal{F}_{11} + i\mathcal{F}_{12}) & E_{30} &= \frac{1}{2} (\mathcal{F}_{13} - i\mathcal{F}_{14})
 \end{aligned} \tag{18}$$

Используя (9), можно проверить, что эти операторы записываются так:

$$E_{ij} = -u_i \wedge u_j^*, \quad E_{0i} = -u_j \wedge u_k, \quad E_{i0} = u_j^* \wedge u_k^*. \tag{19}$$

В двух последних равенствах (i, j, k) есть циклическая перестановка из 1, 2, 3. Полагаем, что, например,

$$E_{ij} q = (-u_i \wedge u_j^*) q = -u_i \cdot (u_j^* q).$$

С помощью (19) проверим, что $E_{\alpha\beta}$ действительно операторы сдвига

$$E_{\alpha\beta} u_\gamma = \delta_{\beta\gamma} u_\alpha, \quad E_{\alpha\beta} u_\gamma^* = -\delta_{\alpha\gamma} u_\beta^* \tag{20}$$

(20) показывает, что относительно $SU(4)$ u_α преобразуется как $\underline{4}$ и u_α^* — как $\underline{4}^*$. Таким образом, $SU(4)$ объединяет цветные триплеты и синглеты. Поэтому ее можно принять за группу Пати-Салама.

Ясно, что относительно $SU(4)$ пространство биоктонионов разлагается на два $\chi_\pm u_\alpha$ 4-плета и два $\chi_\pm u_\alpha^*$ 4* - плета. Как видим, редукция представления $\underline{16}$ группы $SO(10)$ относительно $SU(2)_L \times SU(2)_R \times SU(4)$ подгруппы имеет вид:

$$\underline{16} = (2, 1, 4) + (1, 2, 4^*). \quad (21)$$

Рассмотрим следующий базис в алгебре Ли группы $SO(10)$:

$$\begin{aligned} K_1 &= \mathcal{F}_3, \quad K_2 = \mathcal{F}_8, \quad K_3 = \mathcal{F}_{15}, \quad K_4 = 2T_L^3, \quad K_5 = 2T_R^3, \\ G_{ij} &= E_{ij}, \quad G_i = E_{i0}, \quad G_i^* = E_{0i}, \quad W_L^\pm = T_L^\pm \pm iT_L^2, \quad W_R^\pm = T_R^\pm \pm iT_R^2, \\ {}_1X_K &= \frac{1}{2} (M_{K+6,1} + M_{K+3,2}) + \frac{i}{2} (M_{K+6,2} - M_{K+3,1}), \\ {}_1X_K^* &= \frac{1}{2} (M_{K+6,1} + M_{K+3,2}) - \frac{i}{2} (M_{K+6,2} - M_{K+3,1}), \\ {}_1Y_K &= \frac{1}{2} (M_{K+6,3} + M_{K+3,0}) + \frac{i}{2} (M_{K+6,0} - M_{K+3,3}), \\ {}_1Y_K^* &= \frac{1}{2} (M_{K+6,3} + M_{K+3,0}) - \frac{i}{2} (M_{K+6,0} - M_{K+3,3}), \\ {}_2X_K &= \frac{1}{2} (M_{K+3,0} - M_{K+6,3}) + \frac{i}{2} (M_{K+6,0} + M_{K+3,3}), \\ {}_2X_K^* &= \frac{1}{2} (M_{K+3,0} - M_{K+6,3}) - \frac{i}{2} (M_{K+6,0} + M_{K+3,3}), \\ {}_2Y_K &= \frac{1}{2} (M_{K+3,2} - M_{K+6,1}) + \frac{i}{2} (M_{K+6,2} + M_{K+3,1}), \\ {}_2Y_K^* &= \frac{1}{2} (M_{K+3,2} - M_{K+6,1}) - \frac{i}{2} (M_{K+6,2} + M_{K+3,1}). \end{aligned} \quad (22)$$

Вычисляя коммутаторы при помощи (14), увидим, что adK_m ($m = 1 \div 5$) операторы диагональны в этом базисе. Поэтому (22) есть базис Картана-Вейля для $\mathcal{D}_5 = \mathcal{L}SO(10)$. Система корней такова:

$$\begin{aligned} \pm 2\lambda_1, \quad \pm \lambda_1 \pm \sqrt{3}\lambda_2 & \quad \pm \left(\lambda_1 + \frac{1}{\sqrt{3}}\lambda_2 + \sqrt{\frac{2}{3}}\lambda_3 \right) \pm \lambda_4 \pm \lambda_5 \\ \pm 2\lambda_4, \quad \pm \lambda_1 \pm \left(\frac{1}{\sqrt{3}}\lambda_2 - 2\sqrt{\frac{2}{3}}\lambda_3 \right) & \quad \pm \left(-\lambda_1 + \frac{1}{\sqrt{3}}\lambda_2 + \sqrt{\frac{2}{3}}\lambda_3 \right) \pm \lambda_4 \pm \lambda_5 \\ \pm 2\lambda_5, \quad \pm \left(\frac{2}{\sqrt{3}}\lambda_2 + 2\sqrt{\frac{2}{3}}\lambda_3 \right) & \quad \pm \left(-\frac{2}{3}\lambda_2 + \sqrt{\frac{2}{3}}\lambda_3 \right) \pm \lambda_4 \pm \lambda_5 \end{aligned}$$

где допустимы все комбинации знаков, и $\{\lambda_m\}$ есть базис,

дуальный базису $\{K_m\}$ (т.е. $\lambda_m(K_n) = \delta_{mn}$).

С помощью (3) и (4), можно установить, что

$$(\lambda_m, \lambda_n) = \frac{1}{32} \delta_{mn}.$$

Поэтому, если выделить простые корни:

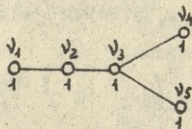
$$\nu_1 = \frac{2}{\sqrt{3}} \lambda_2 + 2 \sqrt{\frac{2}{3}} \lambda_3, \quad \nu_3 = \frac{2}{\sqrt{3}} \lambda_2 - \sqrt{\frac{2}{3}} \lambda_3 - \lambda_4 - \lambda_5,$$

$$\nu_2 = \lambda_1 - \sqrt{3} \lambda_2, \quad \nu_4 = 2\lambda_4, \quad \nu_5 = 2\lambda_5,$$

то ненулевые скалярные произведения между ними будут

$$(\nu_1, \nu_2) = (\nu_2, \nu_3) = (\nu_3, \nu_4) = (\nu_3, \nu_5) = -\frac{1}{16} \quad (\nu_m, \nu_m) = \frac{1}{8}.$$

Соответствующая диаграмма Дынкина, как и должно быть, отвечает D_5 :



Вид системы корней можно упростить, если перейти к новому $\{\alpha_m\}$ базису, для которого

$$\lambda_1 = \frac{1}{2}(\alpha_2 - \alpha_1), \quad \lambda_3 = -\frac{1}{\sqrt{6}}(\alpha_3 + \alpha_2 + \alpha_1), \quad (23)$$

$$\lambda_2 = \frac{1}{2\sqrt{3}}(2\alpha_3 - \alpha_1 - \alpha_2), \quad \lambda_4 = \alpha_4 - \alpha_5, \quad \lambda_5 = \alpha_4 + \alpha_5.$$

Тогда корни принимают $\pm \alpha_m \pm \alpha_n$ вид и соответствие между корнями и элементами базиса (22) таково:

G_{ij}	$\alpha_j - \alpha_i$	${}_1 Y_i$	$\alpha_5 - \alpha_i$	${}_2 Y_i^*$	$\alpha_4 + \alpha_i$	(24)
G_i	$\alpha_j + \alpha_k$	${}_1 Y_i^*$	$-\alpha_5 + \alpha_i$	W_L^+	$\alpha_4 - \alpha_5$	
G_i^*	$-\alpha_j - \alpha_k$	${}_2 X_i$	$-\alpha_5 + \alpha_i$	W_L^-	$-\alpha_4 + \alpha_5$	
${}_1 X_i$	$\alpha_4 - \alpha_i$	${}_2 X_i^*$	$\alpha_5 + \alpha_i$	W_R^+	$\alpha_4 + \alpha_5$	
${}_1 X_i^*$	$-\alpha_4 + \alpha_i$	${}_2 Y_i$	$-\alpha_4 - \alpha_i$	W_R^-	$-\alpha_4 - \alpha_5$	

Из этого соответствия, с помощью (2), установим, что относительно действия присоединенных эндоморфизмов подалгебры $\mathfrak{A}_3 \oplus \mathfrak{A}_4 \oplus \mathfrak{A}_1$ пространство (22) разлагается на четыре инвариантных подпространства:

$$\begin{array}{cccccc} K_1 & K_2 & K_3 & K_4 & K_5 & {}_1X_i, {}_1X_i^*, {}_2X_i, {}_2X_i^* \\ G_i & G_i & G_i^* & W_L^\pm & W_R^\pm & {}_1Y_i, {}_1Y_i^*, {}_2Y_i, {}_2Y_i^* \end{array}$$

В первых трех из них индуцируется $(1,1,15) + (3,1,1) + (1,3,1)$ присоединенное представление подгруппы $SU(2)_L \times SU(2)_R \times SU(4)$. Четвертый относительно (4) разлагается на четыре 6-плета:

$$\begin{array}{cccc} \begin{bmatrix} {}_1X_i \\ {}_2Y_j^* \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} {}_2X_i \\ {}_1Y_j^* \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} {}_1Y_i \\ {}_2X_j^* \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} {}_2Y_i \\ {}_1X_j^* \end{bmatrix} \\ \text{относительно } SU(2)_L & \text{на } 12 \text{ дублетов:} & & \end{array}$$

$$\begin{array}{cccc} \begin{bmatrix} {}_1X_i \\ {}_1Y_i \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} {}_2X_i \\ {}_2Y_i \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} {}_1Y_i^* \\ {}_1X_i^* \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} {}_2Y_i^* \\ {}_2X_i^* \end{bmatrix} & i = 1 \div 3 \\ \text{и относительно } SU(2)_R & \text{тоже на } 12 \text{ дублетов:} & & \end{array}$$

$$\begin{array}{cccc} \begin{bmatrix} {}_1X_i \\ {}_2X_i \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} {}_1Y_i \\ {}_2Y_i \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} {}_2X_i^* \\ {}_1X_i^* \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} {}_2Y_i^* \\ {}_1Y_i^* \end{bmatrix} & i = 1 \div 3 \end{array}$$

Таким образом, редукция 45 присоединенного представления $SO(10)$ относительно $SU(2)_L \times SU(2)_R \times SU(4)$ такова:

$$\underline{45} = (1,1,15) + (3,1,1) + (1,3,1) + (2,2,6) \quad (25)$$

Можно осуществить дальнейшую редукцию относительно $SU(3)_C$.

А именно, G_i, X_i, Y_i преобразуются как триплеты, а

G_i^*, X_i^*, Y_i^* — как антитриплеты. Поэтому

$$\frac{45}{K_1 K_2 G_{ij} G_i G_i^* K_3} = (1, 1, 3_c) + (1, 1, 3_c) + (1, 1, 3_c^*) + (1, 1, 1_c) + (2, 2, 3_c) + (2, 2, 3_c^*) \quad (26)$$

$${}_{1,2}X_i, {}_{2,1}X_i, {}_{2,2}Y_i^*, {}_{1,1}Y_i^* \\ {}_{1,2}Y_i, {}_{2,1}Y_i, {}_{2,2}X_i^*, {}_{1,1}X_i^*$$

Заметим, что корневые векторы из (22) можно переписать так

$$\begin{aligned} G_{ij} &= -U_i \wedge U_j^* & {}_1X_i &= \sigma_+ U_i & {}_2Y_i^* &= \sigma_+ U_i^* \\ G_i &= U_j^* \wedge U_k^* & {}_1X_i^* &= -\sigma_- U_i^* & W_L^\pm &= \sigma_\pm U_0 \\ G_i^* &= -U_j \wedge U_k & {}_2Y_i &= -\sigma_- U_i & W_R^\pm &= \sigma_\pm U_0^* \end{aligned}$$

$${}_2X_i = -\frac{1}{2} \sigma_3 U_i - \frac{i}{2} e_x \wedge U_i = \begin{pmatrix} -u_0 \wedge u_i & 0 \\ 0 & u_0^* \wedge u_i^* \end{pmatrix},$$

$${}_2X_i^* = \frac{1}{2} \sigma_3 U_i^* - \frac{i}{2} e_x \wedge U_i^* = \begin{pmatrix} u_0^* \wedge u_i^* & 0 \\ 0 & -u_0 \wedge u_i \end{pmatrix},$$

$${}_1Y_i = \frac{1}{2} \sigma_3 U_i - \frac{i}{2} e_x \wedge U_i = \begin{pmatrix} u_0^* \wedge u_i & 0 \\ 0 & -u_0 \wedge u_i \end{pmatrix},$$

$${}_1Y_i^* = -\frac{1}{2} \sigma_3 U_i^* - \frac{i}{2} e_x \wedge U_i^* = \begin{pmatrix} -u_0 \wedge u_i^* & 0 \\ 0 & u_0^* \wedge u_i^* \end{pmatrix}.$$

Фундаментальное фермионное поле великого объединения $SU(10)$ для одной генерации можно выбрать так:

$$\underline{\Psi} = \begin{pmatrix} \psi_e \\ e^- \end{pmatrix} U_0 + \begin{pmatrix} U_i \\ d_i \end{pmatrix} U_i + \begin{pmatrix} e^+ \\ \bar{\nu}_e \end{pmatrix} U_0^* + \begin{pmatrix} \bar{d}_i \\ \bar{U}_i \end{pmatrix} U_i^* \quad (27)$$

Тогда получим правильные значения зарядов, если оператор заряда выбрать в виде

$$Q = T_L^3 + T_R^3 - \frac{1}{\sqrt{6}} K_3 \quad (28)$$

Так как роль группы слабого изоспина играет $SU(2)_L$, то для симметричного значения угла Вейнберга имеем $1/3$:

$$\sin^2 \theta_w = \frac{\sum (T_L^3)^2}{\sum Q^2} = \frac{4 \cdot \frac{1}{2}}{2 + 6 \cdot \frac{5}{9}} = \frac{3}{8}.$$

Можно вычислить и заряды векторных бозонов. А именно, K_1, K_2, G_{ij} глюоны не заряжены, G_i дикварк имеет заряд $\frac{2}{3}$, такой же заряд имеет ${}_1X_i$ лептокварк, ${}_2X_i$ и ${}_1Y_i$ лепто-кварки имеют заряды $-\frac{1}{3}, -\frac{4}{3}$, G^*, X^* и Y^* соответствуют античастицам, заряд $W_{L(R)}^\pm$ бозонов есть ± 1 . Есть еще три нейтральные частицы:

$\gamma = \frac{1}{2} (K_4 + K_5) - \frac{1}{\sqrt{6}} K_3$, $Z^0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{5}{3}} (K_4 - \frac{3}{5} K_5) + \frac{1}{\sqrt{10}} K_3$,
и супертяжелая K_3 .

Поступила 17.IX.1980

Кафедра ядерной
физики высоких энергий

ЛИТЕРАТУРА

1. S.Weinberg, Phys. Rev. Lett., 19, 1264 (1967).
A.Salam, Proc. 8th Nobel Symposium (ed.N.Svartholm), Stockholm (1968).
2. H.Fritzsch, M.Gell-Mann, H.Leutwyler, Phys. Lett., 47B, 365 (1973).
S.Weinberg, Phys. Rev. Lett., 31, 494 (1973).
3. H.Georgi, S.L.Glashow, Phys. Rev. Lett., 32, 438 (1974).
H.Georgy, H.R.Quinn, S.Weinberg, Phys. Rev.Lett., 33, 451 (1974).
4. J.Ellis, Ref.-TH 2723-CERN (1979).



5. H.Georgi, D.V.Nanopoulos. Harvard preprint - HUTP - 78/A039 (1978).
6. F. Gursev, P.Ramond, P.Sikivie. Phys.Lett., 60B, 117 (1976).
Y.Aichman, B.Stech. Phys. Lett., 77B, 389 (1978).
O.Shafi, Phys.Lett., 79B, 301; (1978).
7. R.Barbieri, D.V.Nanopoulos. Ref.- TH 2810-CERN (1980).
8. R,Ramond. Introduction to Exceptional Lie Groups and Algebras. CALT -68- 577 (1977).
9. Г.Фрейденталь. Математика, I, II7 (1957).
10. Н.Джекобсон. Алгебры Ли. М., 1964.
11. Е.В.Дынкин, УМН, 2, 59 (1947).
12. F.Gursev, M.Gunaydin. Journ. Math. Phys., 14, 1651 (1973).

8. ևորդրոյ

ըրրո ճարտարաբան ՏՕ(10) չափոս ըս յայտնուրեան

հրձոյմոյ

Յըսճարտարոն ՏՕ(10) չափոսն \mathcal{M}_5 - ընս սըրձո՞րսսս ըս յայտնուրեան
 ուրեան ծոհոնս յայտնուր. յըրձոս, մոզըմընոս \mathcal{M}_5 - ոն 16-ժանձոմո-
 ըրնոնն ճարտարըննս հրձոյմոցոս $\binom{q_1}{q_2}$ սսննս ծոհայտնուրեան
 ճարտար ըսրձոյմըմոն. սսյոն հրձոյմոցոսն ըրոն $SO(10)$ ըրրո ըս-
 յոնոնըմնս զըրձոյմընձոյրն զըրննոնընոյ յընոյ յոնոն ըընըրձոյմոնս-
 զոննս մոնըմնս $\Psi = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} u_o + \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix} u_i + \begin{pmatrix} e^+ \\ \nu_e \end{pmatrix} u_o + \begin{pmatrix} \bar{d}_i \\ \bar{u}_i \end{pmatrix} u_i^*$ սսննս.

Z. Silagadze

GRAND UNIFICATION GROUP $SO(10)$ AND OCTONIONS

Summary

The relation between the Lie algebra D_5 of the $SO(10)$ group and octonions is studied. Namely, the realization of a 16-dimensional representation of D_5 is given in terms of linear transformations of bioctonions of $\begin{pmatrix} q_1 \\ q_2 \end{pmatrix}$ type. In such realization the fundamental single generation fermion field assumes the form $\Psi = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} u_0 + \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix} u_i + \begin{pmatrix} e^+ \\ \bar{\nu}_e \end{pmatrix} u_0^* + \begin{pmatrix} \bar{d}_i \\ \bar{u}_i \end{pmatrix} u_i^*$ for $SO(10)$ grand unification.

ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ KH_2PO_4 ,
 RbH_2PO_4 И KD_2PO_4 В ОБЛАСТИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

Т.Г.Окрошвили, Д.А.Белогуров, Ю.В.Шалдин

Исследованию электрооптических свойств кристаллов группы KDP посвящено большое число экспериментальных работ /1,2/. В основном результаты исследований описывают поведение электрооптических свойств в параэлектрической фазе. Данные по электрооптике низкотемпературных фаз, т.е. в области температур ниже T_K , практически отсутствуют.

Целью настоящего сообщения является установление специфических закономерностей поведения электрооптических свойств в области сегнетоэлектрического упорядочения и вычисление по этим данным критических индексов параметра порядка.

В качестве объектов исследований были выбраны кристаллы KH_2PO_4 , RbH_2PO_4 и KD_2PO_4 , изучение которых в параэлектрической фазе указало на индивидуальный характер их температурных зависимостей /3/. Ориентация образцов и оптическая часть экспериментальной установки указаны на рис. I. Измерения индуцированного двупреломления $\delta_{\Delta n}(T, E)$ были выполнены при помощи модифицированного нами классического поляризационно-оптического метода. В отличие от стандартных методик экспе-

риментально определялось изменение порядка интерференционных полос в зависимости от T при $E=0$ и $E \neq 0$. (рис.2). Т.к. изменению числа интерференционных полос от \mathcal{N} до $\mathcal{N} + 1$ в обоих случаях соответствуют интервалы $\Delta T'$ и $\Delta T''$, не составляет труда построить зависимость изменения числа последних от последовательности интервалов $\Delta T_{\mathcal{N}}$. В результате относительные измерения $\delta_{\Delta n}(T, E)$ сводились к счету интерференционных полос. Имеющие место систематические ошибки в окрестности фазовых переходов, обусловленные эффектами памяти, учитывались путем введения поправок в отсчитываемые значения \mathcal{N} .

Измерение индуцированного двупреломления проводилось в полях, величины которых были достаточны для полной доменизации образцов. Об этом свидетельствуют результаты измерений индуцированного двупреломления как функции спонтанной поляризации образцов^{х)}, представленные на рис.3. На экспериментальных зависимостях $\delta_{\Delta n}(P)$ наблюдаются точки излома, свидетельствующие о перенормировке коэффициентов пропорциональности, связывающих изменение $\delta_{\Delta n}$ с величиной P_3 ; для $DKDP$ перенормировка коэффициентов происходит скачком. Отсутствие характерных аномалий, которые бы свидетельствовали о частичной монодоменизации образцов, позволили нам приступить к изучению температурных зависимостей линейных электрооптических коэффициентов.

х) Измерение величины $\delta P_3(T)$ для монодоменных образцов осуществлялось интегратором, сигнал на выходе которого пропорционален $\int \delta d T$, где $\delta(\Delta T)$ - величина заряда, протекающего через образец.

При выбранной нами геометрии образцов изучалась температурная зависимость коэффициентов вида

$$\delta n^+(E) = \delta \Delta n(T, E) - \delta \Delta n(T) = (\delta n_{333}^+ - \delta n_{113}^+) E_3, \quad (1)$$

в полях противоположной полярности -

$$\delta n^-(E) = \delta \Delta n(T, E) - \delta \Delta n(T) = -(\delta n_{333}^- - \delta n_{223}^-) E_3. \quad (2)$$

Результаты обработки данных измерений в полях отрицательной полярности приведены на рис. 4. Отметим, что в кристаллах *DKDP* в полях положительной полярности изучение температурной зависимости электрических коэффициентов было затруднено из-за сильного рассеяния света в окрестности фазового перехода. Такой же эффект наблюдался и в кристаллах *DKDP* после многократного прохождения точки фазового перехода.

Представленные экспериментальные зависимости для исследованных образцов могут быть аппроксимированы соотношением вида

$$\delta n^\pm = \delta n_0 + L A^\pm (T_0 - T)^m, \quad (3)$$

где скачок δn_0 равен $1,8 \times 10^{-4} \text{ CGSE}$ в *DKDP*, а для других кристаллов в пределах ошибки измерений близок к 0, L - размерный параметр. Параметры аппроксимации приведены в таблице I.

Таблица I

	A^+	A^-	T_0	m
	10^{-4} CGSE		К	
KH_2PO_4	11,8		121,4	0,13
		11,1		0,13

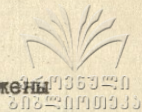
RbH_2PO_4	4,4	5,7	146,0	0,12
				0,12
KD_2PO_4 *		1,3	210,3	0,5

* Содержание дейтерия в образцах соответствует 85%

Для установления взаимоднозначного соответствия между измеряемыми нецентросимметричными свойствами кристаллов (в данном случае - их линейными электрооптическими свойствами) и нецентросимметричными структурными параметрами, которые в принципе могут служить параметрами фазового перехода, воспользуемся результатами работы /4/. Можно показать, что в качестве таких параметров сегнетоэлектрической и параэлектрической фаз будут выступать физические величины типа вектора ($P^{(3)}$), псевдодеватора (Q^{ij}) и септора (S^{ijk}) (см. табл.2).

Таблица 2

Симметрия фазы	Нецентросимметричные структурные параметры		
	$\ell=1$	$\ell=2$	$\ell=3$
$T < T_0$ $mm2$	$P_s^{(3)}$	$Q^*(I2)$	$S^{(232)}$ $S^{(I3I)}$
$T > T_0$ $\bar{4}2m$	-	$Q^*(II) = - Q^*(22)$	$S^{(32I)}$



Тогда интересующие нас коэффициенты могут быть выражены через электрооптические коэффициенты электронной подсистемы и нецентросимметричные структурные параметры:

$$\delta n_{333} = -\frac{1}{2} \tilde{n}^3 g_{333}^t \cdot P_S^{(3)}, \quad (4)$$

$$\delta n_{113} = -\frac{1}{2} \tilde{n}^3 \left(g_{11,3}^t \cdot P_S^{(3)} + P_{11,3}^{*t(11)} : Q^{*(11)} \right), \quad (5)$$

$$\delta n_{223} = -\frac{1}{2} \tilde{n}^3 \left(g_{11,3}^t \cdot P_S^{(3)} + P_{11,3}^{*t(22)} : Q^{*(22)} \right). \quad (6)$$

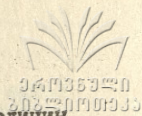
Отсюда следует выражение для измеренных величин

$$\begin{aligned} \delta n^+ &= \delta n_{333} - \delta n_{113} = \\ &= -\frac{1}{2} \tilde{n}^3 \left(g_{333}^t \cdot P_S^{(3)} - g_{11,3}^t \cdot P_S^{(3)} - P_{11,3}^{*t(11)} : Q^{*(11)} \right), \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь индекс \pm соответствует значениям коэффициентов тетрагональной фазы. Следовательно, в качестве параметра порядка могут выступать как $P_S^{(3)}$, так и $Q^{*(12)}$. Выражения (7) и (8) можно упростить, если воспользоваться определением линейного электрооптического эффекта, как эффекта анизотропного. Тогда $g_{333}^{(3)} = -2g_{11,3}^{(3)}$, что позволяет упростить выражения (7) и (8):

$$\delta n^+ = \frac{3}{2} \tilde{n}^3 g_{11,3}^t \cdot P_S^{(3)} + \frac{1}{2} \tilde{n} P_{11,3}^{*t(11)} : Q^{*(11)}, \quad (9)$$

$$\delta n^- = \frac{3}{2} g_{11,3}^t \cdot P_S^{(3)} + \frac{1}{2} \tilde{n} P_{11,3}^{*t(22)} : Q^{*(22)}. \quad (10)$$



Теперь, по-видимому, становится понятным различие величин δn^+ и δn^- из-за наличия разных вкладов псевдосдвигаторной части спонтанной деформации. Т.к. эти вклады не превышают 10%, можно полагать, что показатель степени в эмпирической формуле (3) соответствует критическому индексу параметра перехода - спонтанной поляризации. Для KDP вычисленное нами значение m близко к данным измерений Венера и Риса ($\beta = 0,168$) /5/. Результаты расчетов m по данным аппроксимации температурных зависимостей δn^{\pm} в KDP и RDP близки к значению критического индекса $\beta = 1/8$, получаемому для P_s в рамках модели Изинга /6/. В кристаллах $DKDP$ указанного состава оценка критического индекса лучше согласуется с термодинамической теорией Ландау. Отметим, что имеющиеся в нашем распоряжении данные аппроксимации температурной зависимости спонтанного двупреломления в сегнетофазе KDP и RDP не противоречат приводимым выше оценкам критических индексов для P_s ; для $DKDP$ различие существенно.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Zwicker, H. Scherrer. Helv. Phys. Acta. 17, 346, 1944.
2. А.С. Сонин, А.С. Василевская. Электрооптические кристаллы, М., 1971.
3. Д.В. Шаддин, С.Г. Семенчинский. ФТТ, 19, 1213, 1977.
4. Д.В. Шаддин. ФТТ, 19, 1580, 1977.
5. J.W. Benerpe, W. Reese. Phys. Rev., B3, 3032, 1971.



6. В.Г.Вакс. Введение в микроскопическую теорию сегнето-
электриков, М., 1973

Поступила 25.XI.1980

Тбилисский государственный
университет

Институт Кристаллографии
АН СССР, Москва.

თ. ლურჯაშვილი, პ. ბელოვსკი, ნ. შაღინი

KH_2PO_4 , RbH_2PO_4 და KD_2PO_4 კრისტალების ელექტრო-
მაგნიტური თვისებები ლაზერული გამოსხივების
რეზონანსი

შესწავლილია KH_2PO_4 , RbH_2PO_4 და KD_2PO_4 კრისტალების სეგ-
ნეტოელექტრიკული ფაზის სპონტანური და ინდუცირებული რეზონანსი
სხივების ფრეკვანციაზე და მისი რეზონანსული მახასიათებლის
მიხედვით აცდულია ურთიერთობები რეზონანსის სპონტანური რეზონანსი
სხივების ფრეკვანციაზე და მისი რეზონანსული პარამეტრების
სიდიდის მიხედვით. ელექტრომაგნიტური რეზონანსის ფრეკვანციაზე
და მისი რეზონანსული მახასიათებლის მიხედვით საშუალოდ შეფასებული-
ნა გამოსხივების პარამეტრების ურთიერთობის მიხედვით.

T. Okroashvili, D. Belogurov, Y. Shaldin

ELECTROOPTICAL PROPERTIES OF THE CRYSTALS

KH_2PO_4 , RbH_2PO_4 and KD_2PO_4 IN THE REGION OF PHASE
TRANSITIONS

Summary

The temperature dependence of spontaneous and induced ferro - electrical phase birefringence of KH_2PO_4 , RbH_2PO_4 and KD_2PO_4 crystals has been investigated. The temperature dependence of the spontaneous birefringence of single domain specimens on the spontaneous polarization value has been built according to the results obtained.

The data on the temperature dependences of the optical properties enabled to estimate the values of the transition parameter critical indices.

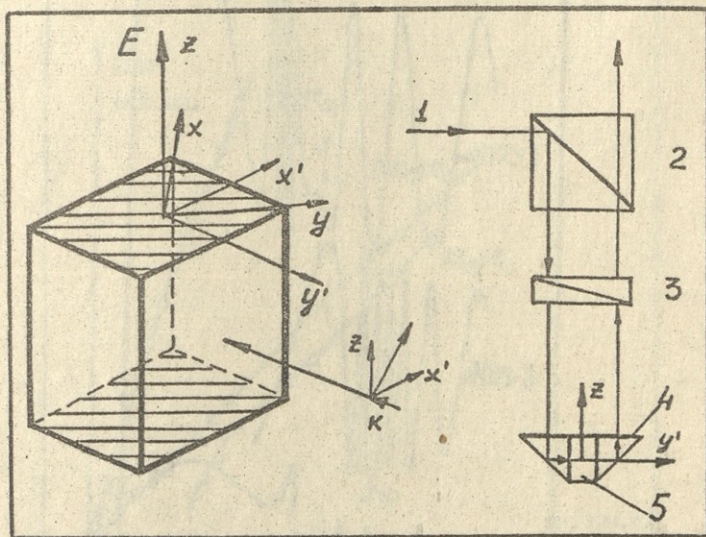


Рис. I

Ориентация образцов и оптическая часть
экспериментальной установки

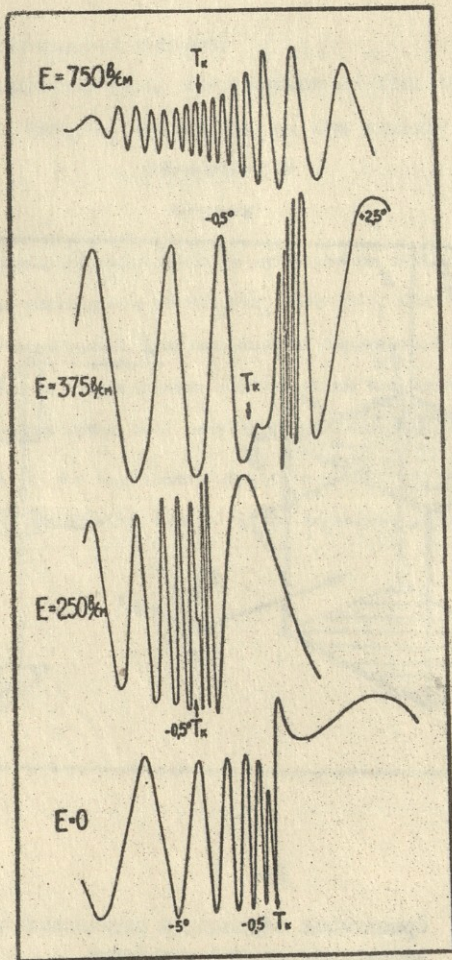


Рис. 2

Изменение порядка интерференционных полос в зависимости от температуры ($E=0$ и $E \neq 0$) и спонтанной поляризации.

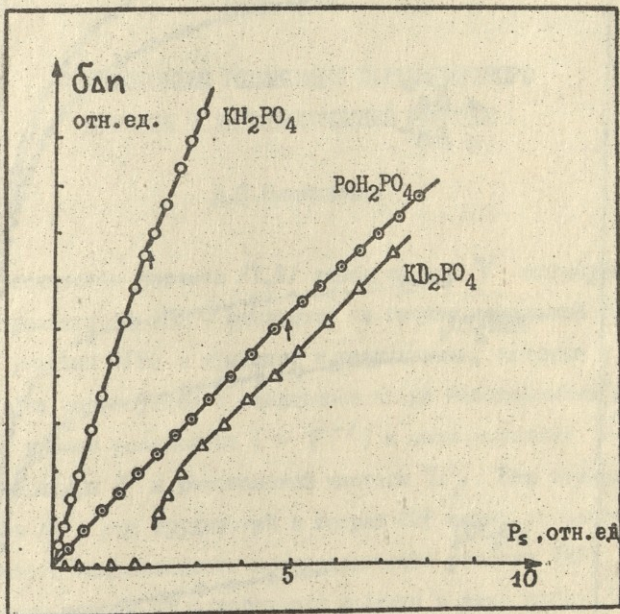


Рис. 3

Результаты измерений индуцированного двупреломления.

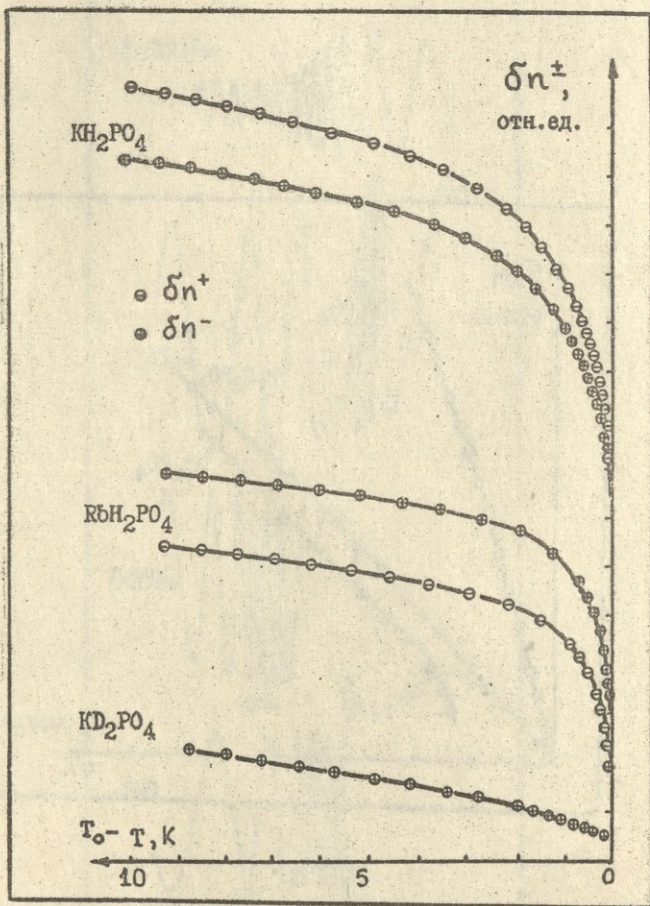


Рис. 4

Температурные зависимости линейных электрооптических коэффициентов.

ОДНОФОНОННАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ПАРАМАГНИТНОГО
ДЕФЕКТА В АНГАРМОНИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ

Д.С.Цицкишвили

Классические расчеты /1,2/ вероятностей V спин-решечной релаксации (СРР) опираются на теорию идеальной гармонической решетки (ГР) и приводят к результатам, которые в ряде случаев не согласуются с экспериментально наблюдаемыми значениями времен релаксации ($\sim V^{-1}$) и зависимостями V^{-1} от температуры T и резонансной частоты ω_p . Как показал Кочелаев /3/, ряд трудностей в теории СРР можно устранить, если учесть неидеальность кристаллической решетки (КР).

Основы теории ГР с дефектами развиты в ряде работ /4-9/. Результаты были использованы для расчетов V переходов при СРР /10-15/. В данной работе вычислены V при учете ангармонизма неидеальной КР.

Рассматривается одномерная модель решетки с парамагнитными дефектом (ПД) в одном из узлов. ПД характеризуется массой M и постоянной взаимодействия β , отличающимися от соответствующих параметров основных атомов решетки m и α_0 , т.е. $m^{-1}M = \delta \neq 1$ и $\alpha_0^{-1}\beta = \gamma \neq 1$. Динамическая



задача решена в приближении взаимодействия с ближайшими соседями /II/. Следствием симметрии модели является наличие двух типов колебаний: симметрических (волновые числа x и индекс "g") и несимметрических (волновые числа x' и индекс "u"). Гармонический гамильтониан, диагонализированный нормальными координатами Q_ϵ ($\epsilon = x, x'$), служит нулевым приближением. Ангармонический оператор возмущения вводится в виде

$$H = \sum_{x, x'} \alpha (Q_x^3 + Q_{x'}^3), \quad (I)$$

где α - параметр ангармонизма.

Матричный элемент операторов Q_ϵ ($\epsilon = x, x'$) вычисляется на решеточных волновых функциях первого приближения по α .

Оператор спин-фононного взаимодействия $H_{сф}$, вызывающий переходы в системе ПД + решетка, записывается в виде произведения двух операторов: $g(s, I)$, зависящего только от спиновых координат, и W , зависящего только от решеточных (колебательных) координат и усредненного по основному электронному состоянию (адиабатическое приближение). Разлагая W в ряд по относительным смещениям, для матричного элемента $H_{сф}$ в случае однофононного перехода получим

$$[H_{сф}]_{s_p, s_0 p_0} = \{S_x^{(N)}(W)\}_0 \delta_{n_x, n_x^0} [Q_x]_{n_x n_x^0} [g(s, I)]_{ss_0}^+ + \{S_x^{(N)}(W)\}_0 \delta_{n_x n_x^0} [Q_{x'}]_{n_x, n_x^0} [g(s, I)]_{ss_0}, \quad (2)$$

где



S и S_0 - квантовые состояния спина, ρ и ρ_0 - колебательные состояния решетки с дефектом, $\epsilon = x, x'$,

n_ϵ - число фононов, соответствующих колебаниям с волновым числом ϵ . $\{S_\epsilon^{(M)}(w)\}_0$ даны в работе /15/.

Частота перехода системы:

$$\omega_{S\rho, S_0\rho_0} = \hbar^{-1} (E_S - E_{S_0}) + \sum_x \omega_x (n_x - n_x^0) + \sum_{x'} \omega_{x'} (n_{x'} - n_{x'}^0), \quad (3)$$

где ω_ϵ - частота колебаний.

Резонансная частота

$$\omega_\rho = \hbar^{-1} (E_S - E_{S_0}). \quad (4)$$

Ограничимся рассмотрением только понижающих переходов, т.е.

$$n_\epsilon - n_\epsilon^0 = 1, \quad \epsilon = x, x'. \quad (5)$$

Учитывая формулы (2) - (5), по обычной методике теорий возмущений получим выражения для V однофононных переходов с участием симметрических и несимметрических колебаний - V_g и V_u соответственно. Зависимости V_g и V_u от T , ω_ρ и параметров неидеальности КР γ и δ имеют следующий вид:

$$V_g \sim \gamma^{-2} [(a_g T + b_g \omega_\rho) + \alpha^2 (c_g T^2 \omega_\rho^{-6} + d_g \omega_\rho^{-5})], \quad (6)$$

$$V_u \sim \delta^2 \gamma^{-2} [\omega_\rho^2 (a_u T + b_u \omega_\rho) + \alpha^2 (c_u T^2 \omega_\rho^{-4} + d_u \omega_\rho^{-3} T)]$$

где $a_\ell, b_\ell, c_\ell, d_\ell$ ($\ell = g, u$) - коэффициенты, не зависящие от $T, \omega_\rho, \gamma, \delta$ и α .

При $\alpha = 0$ соотношения (6) согласуются с зависимостями, полученными в работах /11, 14, 15/ для ГР с ПД. Термы, которые появились в V_g и V_u из-за учета ангармонизма, квадратичны по α . Зависимость от параметров неидеаль-

ности кристалла γ и δ при $\alpha \neq 0$ остается такой же, что и в случае ГР /I0, II, I4, I5/.

Сильно меняются зависимости от T и ω_p . С ростом температуры в однофононной СРР начинает доминировать ангармонический терм, квадратичный по T . Аналогичная зависимость от T получена для двухфононной СРР с участием низкочастотных акустических фононов в ГР /I5/. Однако термы с T^2 для ГР и при $\alpha \neq 0$ существенно различаются по частотным зависимостям. Роль ангармонических термов растет при низких ω_p , малых магнитных полях.

Поступила 28.XII.1980

Кафедра физики
твёрдого тела

ЛИТЕРАТУРА

1. P.L.Kronig. Physica, 6, 33, 1939.
2. J.H.Van Vleck. Phys. Rev., 57, 426, 1940.
3. Б.И.Кочелаев. ДАН СССР, I3I, №5, I053, 1960.
4. I.M.Lipshitz. Nuovo Cim., 3. Suppl. 4, 716, 1956.
5. И.М.Лифшиц, Г.И.Степанова, ЖЭТФ, 38, № 5, 1956.
6. Ю.Каган, ЖЭТФ, 45; 819, 1963.
7. А.Марадудин. Дефекты и колебательный спектр кристаллов. М., 1968.
8. Г.С.Завт, Э.Э.Тюрксон. ФТТ, 6, вып. II, 1964.
9. R.L.Bjork. Phys. Rev., 105, 32, 1957
10. А.Б.Ройцин, УФЖ, № 4, 509, 1960.



- 11. А.Б.Ройцин, ФТТ, 3, 2879, 1961; 7, 3169, 1965.
- 12. И.В.Александров, В.П.Сақун, ТЭХ, 3, 811, 1967.
- 13. В.П.Сақун. ФТТ, 9, 2404, 1967.
- 14. Д.С.Цицкишвили. ФТТ, 15, 3422, 1973.
- 15. Д.С.Цицкишвили. Радиоспектроскопия, № 8, 1974.

შეცდომების შესახებ

საზოგადოებრივი მეცნიერების
 რედაქციის მიერ
 წვეტიანად

გადასინჯვისა და დადასტურების პროცესში სპინ-ბიუსტრული რედაქციის
 ერთდროულად განვიხილავთ. გადართობის დროს ბიუსტრის აჩრდეთ-
 აღმოსავლეთი და დასავლეთი ანტიპარალელური, გადართობის ერთდროულად
 გადართობის აღმოსავლეთი.

D.Tsitskishvili

ONE-PHONON RELAXATION OF THE PARAMAGNETIC
 DEFECT IN UNHARMONIC LATTICE

Summary

Spin-lattice relaxation of the defective atom in a one-dimensional crystal has been considered. Non-ideality of the lattice and unharmonicity of oscillations were taken into account. The probability of one-phonon transitions has been calculated.

РАСЧЕТ ЭНЕРГИИ МЕЛКИХ И ГЛУБОКИХ ДОНОРНЫХ
УРОВНЕЙ В Ge И Si С УЧЕТОМ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЗАВИСИ-
МОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОСТОЯННОЙ

А.Б.Герасимов, И.А.Гоголадзе, З.Г.Гогоуа,
А.А.Церцвадзе

При расчете энергетического спектра мелких примесей в полупроводниках, таких, как, например, примеси элементов III и V групп периодической системы в Ge и Si , с успехом можно пользоваться приближением водородоподобного атома (ПВА). Примесь в узле рассматривается как помещенный в среду с диэлектрической постоянной ϵ_0 точечный заряженный центр с зарядом $Z = -1$, в поле которого находится электрон (дырка), обладающий некоторой эффективной массой m^* . Радиус и энергия основного состояния примеси при этом равны.

$$a_{\bar{v}} = \frac{m}{m^*} \epsilon_0 a_0, \quad E_{\bar{v}} = \frac{1}{\frac{m}{m^*} \epsilon_0^2} E_0, \quad (I)$$

где m - масса свободного электрона, a_0 и E_0 - боровский радиус и энергия ионизации свободного атома водорода. Здесь и в дальнейшем для конкретности мы будем говорить о примесях V группы и электронных состояниях. Аналогичные рассуждения будут справедливы и для дырочных состояний. Величина $a_{\bar{v}}$ для Ge и Si соответственно равна 42 Å и 16 Å. Так как

эти значения много больше постоянной решетки d_{Ge} и d_{Si} , то считается, что ПВА обоснованно, и не удивительно, что значения энергий, соответствующие выражению (I) и равные $0,01 \text{ эВ} / d_{Ge}$ и $0,03 \text{ эВ} / d_{Si}$ находятся в удовлетворительном согласии с экспериментом. Однако при переходе к примесям II и VI групп периодической системы возникает противоречие. Рассмотрим, например, донорную примесь VI группы. При этом, по аналогии с примесями V группы следует считать, что четыре из шести внешних электронов участвуют в образовании связи, а оставшиеся два электрона должны оказаться слабо связанными со своим атомом и их энергетический спектр можно рассчитать используя приближение гелиеподобного атома. При этом получается

$$E''_{\bar{v}I} = z^2 E_{\bar{v}} \quad , \quad E'_{\bar{v}I} = \left(z^2 - \frac{5}{4} z + 0,2 \right) E_{\bar{v}} \quad , \quad (2)$$

где $E'_{\bar{v}I}$ - энергия ионизации первого электрона в присутствии второго, когда этот последний экранирует заряд на $5/16$,

$E''_{\bar{v}I}$ - энергия ионизации второго электрона, когда первый уже удален.

Соответствующие радиусы равны:

$$a''_{\bar{v}I} = z^{-1} a_{\bar{v}} \quad , \quad a'_{\bar{v}I} = \left(z - \frac{5}{16} \right)^{-1} a_{\bar{v}} \quad .$$

Подставляя сюда $z = 2$, получаем

$$a'_{\bar{v}I} = 25 \text{ \AA}^{\circ} \quad , \quad a''_{\bar{v}I} = 21 \text{ \AA}^{\circ} (Ge) \quad , \quad a'_{\bar{v}I} = 10 \text{ \AA}^{\circ} \quad , \quad a''_{\bar{v}I} = 8 \text{ \AA}^{\circ} (Si) \quad .$$

Мы видим, что для Ge условие $a_{\bar{v}I} \gg d$ выполняется хорошо, оно выполняется лучше, чем аналогичное условие для мелких примесей в Si / $a_{\bar{v}I} = 16 \text{ \AA}^{\circ}$, для которых водородо-



подобное приближение считается удовлетворительным. Вследствие этого следовало ожидать, что значения энергий, соответствующие выражениям (2) для Ge и равные 0,03 эВ и 0,04 эВ соответственно, будут находиться в удовлетворительном согласии с наблюдаемыми на опыте. На самом деле имеет место сильное расхождение (например, для Se $E'_{\underline{vi}} = 0,11$ эВ и $E''_{\underline{vi}} = 0,28$ эВ). Для Si условие $a_{\underline{vi}} \gg d$ выполняется хуже, но тем не менее имеющееся и здесь сильное расхождение теории с экспериментом все же можно считать неожиданным.

Из всего вышесказанного следует, что ПВА в своем простейшем виде является внутренне противоречивым и наблюдаемое для мелких примесей хорошее согласие теории с экспериментом следует считать случайным. В силу того, что для случая глубоких уровней ПВА дает сильное расхождение с экспериментом, исследование глубоких уровней обычно ведётся в рамках специальных приближений, которые неприменимы для рассмотрения мелких примесей.

Известно, что слабым местом в ПВА является некоррективный учет малой области в непосредственной близости около примесного атома. Эта некорректность проявляется в двух аспектах: 1) в указанной области нельзя пользоваться постоянным значением ϵ , так как при $\chi \rightarrow 0$ $\epsilon \rightarrow 1$; 2) в этой области истинный потенциал ионного остова примеси нельзя заменить потенциалом точечного заряда. В настоящей работе устраняется первая из вышеприведенных некорректностей, и на основе вариационного метода рассчитывается энергия основного состояния примесей элементов Y группы (мелкий донор, $Z = Y$

и VI (глубокий донор, $z = 2$) в Ge и Si, с учетом зависимости $\epsilon(\chi)$. При этом в случае элементов VI группы исследуется только второй глубокий уровень, который соответствует несвязанному электрону однократно ионизированных положительных ионов этих элементов.

Будем решать обычное уравнение Шредингера для донорного электрона:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 - \frac{ze^2}{\epsilon(\chi)\chi} \right] \psi = E\psi, \quad (3)$$

которое от уравнения ПВА отличается только тем, что учитывает пространственную зависимость ϵ . Для этой зависимости различные авторы используют различные аппроксимации. Например, в работах /1,2/ используется

$$\epsilon^{-1}(\chi) = \begin{cases} 1 - (1 - 1/\epsilon_0) \frac{\chi}{\chi_0} & \chi \leq \chi_0 \\ 1/\epsilon_0 & \chi > \chi_0 \end{cases}, \quad (4)$$

где χ_0 - некоторое расстояние, близкое к расстоянию между ближайшими атомами в кристалле. В работах /3,4/ полагается следующая зависимость $\epsilon(\chi)$:

$$\epsilon^{-1}(\chi) = e^{-\alpha\chi} + A(1 - e^{-\beta\chi}) + B(1 - e^{-\gamma\chi}), \quad (5)$$

где $A, B, \alpha, \beta, \gamma$ - некоторые численные параметры, различные для Ge и Si. Следует отметить, что оба выражения (4) и (5) обеспечивают стремление $\epsilon \rightarrow 1$ при $\chi \rightarrow 0$, начиная с расстояний $\chi = \chi_0$. Различие состоит лишь в том, что выражение (4) обеспечивает несколько более резкое падение ϵ , чем выражение (5). Мы пользуемся приближением (4) и решаем (3) с помощью вариационного метода. В качестве пробной функции основного состояния используется функция $\psi = A e^{-\lambda\chi}$, где A - нормиро-

0419359210
1983

вочный множитель, а λ - вариационный параметр. Для среднего значения энергии получается:

$$\bar{E} = \frac{\chi e^2}{2\chi_0} \left[B \frac{\chi^2}{2} - \chi - \left(1 - \frac{1}{\epsilon_0}\right) e^{-\chi} (\chi+2) + 2 \left(1 - \frac{1}{\epsilon_0}\right) \right], \quad (6)$$

где $B = \frac{1}{2\chi} \frac{m^*}{m} \frac{\chi_0}{a_0}$ и $\chi = 2\lambda a_0$.

Из условия минимума выражения (6) получается уравнение:

$$B\chi - 1 + \left(1 - \frac{1}{\epsilon_0}\right) e^{-\chi} (\chi+1) = 0, \quad (7)$$

которое решалось графическим методом. Результаты решения для некоторых значений параметров задачи, а также соответствующие значения энергии приведены в таблице:

$\frac{m^*}{m}$	χ_0/a_0	χ	λ	$E_{эВ}$	$1/\lambda a_0$	
Ge	0,2	4,22	1	0,115	-0,0113	73
			2	2,4	-0,297	3,5
Si	0,33	2,47	1	0,152	-0,0335	32,5
			2	2,2	0,562	2,25

Здесь приведены только те значения χ_0 , которым соответствует энергия мелкого донора, совпадающая с энергией, полученной в обычном ПВА без учета пространственной зависимости ϵ . Учитывая, что экспериментальное значение $E_{II}^{\prime\prime}$, например, для S в Si, равно 0,50 эВ, из данных таблицы следует одно важное заключение: учет зависимости ϵ от χ дает возможность в рамках обычного ПВА одновременно описать как мелкие, так и глубокие донорные уровни.

Тем самым устраняется то внутреннее противоречие, присущее ПВА, о котором говорилось выше.

Однако возникает новая трудность. Согласно таблице радиус $a_{\text{в}}'' = \frac{1}{\lambda}$ электрона в случае глубоких уровней получается весьма малым, вследствие чего основной критерий справедливости ПВА $a \gg d$ не выполняется. Оценим относительную погрешность W , допускаемую нами при рассмотрении ионного остова примеси как точечного. Энергия кулоновского взаимодействия электрона с радиусом $1/\lambda_1$ с электроном радиуса $1/\lambda_2$, связанного с ионом примеси равна:

$$u = e^2 \left[\frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} + \frac{\lambda_1^2 \lambda_2^2}{(\lambda_1 + \lambda_2)^3} \right].$$

С другой стороны, энергия взаимодействия электрона донора с центральным точечным зарядом равна: $E_0 = e^2 \lambda_1$. С помощью u и E_0 можно рассчитать $W = \frac{E_0 - u}{u}$ для различных примесей в Ge и Si . Например, для Se в Ge оказалось $W = 32\%$, а для S в Si — $W = 51\%$. Таким образом, приведенная нами грубая оценка погрешности показывает, что эта погрешность не мала и наши результаты для энергии следует считать заниженными (по абсолютному значению). Однако следует учесть, что истинный оператор потенциальной энергии в приближении эффективной массы представляет собой не чисто потенциал ионного остова примеси, а разность потенциалов ионных остовов примеси и основного вещества. Учет этого обстоятельства должен привести к уменьшению разности электронного облака, с которым взаимодействует примесной электрон и, следовательно, к уменьшению W .

Поступила 2.II.1961

A.Gerasimov, I.Gogoladze, Z.Gogua, A.Tsertsvadze

CALCULATION OF THE ENERGY OF SHALLOW AND DEEP
DONOR LEVELS WITH ALLOWANCE FOR SPACE DEPENDENCE
OF THE DIELECTRIC CONSTANT

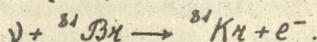
Summary

Ground state energy of some donor impurities in Ge and Si has been calculated by means of the variational method of a hydrogen-like atom (HLA) approximation. The problem is solved with allowance for space dependence of the dielectric constant $\epsilon(r)$ showing up in a small region close to the impurity. It is shown that with a certain form of the function $\epsilon(r)$ it is possible to obtain reasonable values of the energy in HLA both for shallow and deep donor levels.

О НОВОМ ДЕТЕКТОРЕ СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО

В.А.Джаши, В.Л.Чихладзе, З.Д.Шавгулидзе

Для наблюдения солнечных нейтрино в работе /1/ предлагается использовать реакцию



В данной реакции рассматриваются переходы с основного состояния ${}^{81}\text{Br}$ в первое (изомерное) и второе возбужденные состояния ${}^{81}\text{Kr}$. Эти переходы являются разрешенными ($\Delta I = 0$ или 1, $\Delta \pi = +1$, $\Delta T = 1$, $\log ft = ?$). Период полураспада основного состояния ${}^{81}\text{Kr}$ $T_{1/2} = 2,13 \cdot 10^5$ лет. Если облучение происходит до насыщения ($\sim 10^6$ лет), то образуется значительное количество криптона. В качестве детектора Скотт /1/ предлагает использовать твердые соли Br в минералах карналита и поташа (содержание $\text{Br} \sim 1\%$) и после их растворения выделять ${}^{81}\text{Kr}$. Это связано со многими неудобствами и техническими трудностями, т.к. надо брать очень большие количества минералов (порядка тысяч тонн).

Мы предлагаем использовать в качестве детектора сразу жидкую фазу в виде глубоких (≥ 2 км) подземных вод, содержащих до 10 г/литр Br (например, воды Балыхтинской

площади /2/- содержание Вк 8,7 г/литр, температура $\sim 100^\circ\text{C}$, давление ~ 200 атмосфер, возраст порядка миллионов лет; возможно, есть более "удачные" подземные воды). Из подземного резервуара раствор соли можно без труда (благодаря высокому давлению) перекачать в наземный и выделить из него криптон по известной технологии.

Предварительные расчеты (в предположении для рассматриваемых переходов $\log ft \approx 5$) показывают, что для получения активности $N_0 \lambda = 1$ распад/день необходимо ~ 300 тонн брома, то есть объем перерабатываемого соляного раствора составит $V \sim 3 \cdot 10^4 \text{ м}^3$. Видимо, объем можно взять в несколько раз меньше за счет статистики (благодаря большому периоду полураспада ^{81}Kr). Кроме того, поскольку число образовавшихся ядер ^{81}Kr довольно велико ($N_0 \sim 10^8$), данный детектор допускает, помимо традиционной методики, использование масс-спектрометрического и лазерного методов регистрации ^{81}Kr . Так как чувствительность их $\sim 10^6$ атомов/3/, можно брать объемы на 1 - 2 порядка меньше. Для более точных расчетов необходимо измерить величину $\log ft$ и содержание естественного криптона в глубоких подземных водах (есть данные только для открытых водоемов /4/).

Был рассчитан фон от естественной радиоактивности. Учитывая содержание ^{238}U и ^{232}Th в подземных водах ($\leq 10^{-8}\%$ по весу) и используя данные работы /5/, можно показать, что фон не должен превышать 10% от ожидаемого эффекта.

Создание такого типа детектора нам кажется весьма целе-



сообразным, т.к. он наиболее чувствителен к *Be - нейтрину в отличие от $Ga-Ge$ и $Ce-Au$ детекторов, чувствительных соответственно к pp - и 3B -нейтрину. Кроме того, $Bu-Ku$ детектор усредняет интенсивность потока нейтрину по времени (порядка миллиона лет), и поэтому эти эксперименты могут внести определенную ясность в модели Солнца.

Поступила 4.II.1981

Кафедра
ядерной физики

ЛИТЕРАТУРА

1. R.D.Scott, Nature, 264, 729, 1976.
2. А.П. Виноградов. Химия земной коры, т.2, М., 1964.
3. А.А.Сысоев, М.С. Чупахин. Введение в масс-спектрометрию, М., 1977.
4. В.Л.Соколов. Геохимия природных газов, М., 1971.
5. Ю.И.Захаров. Изв.АН СССР, сер.физ.,4I, 1972, 1977.

3.ჯადი, 3.ჩობლაძე,ბ.შავციციანი

ბნის ნეიტრონგეგმის ახალი დეტექტორი

რეზიუმე

ბნის ნეიტრონგეგმის რამდენიმე მიზნით განხილულია რვაჯგუფის $^3B(\nu, e^-)$ 3K გამომწვეულია აბრე, რამე დეტექტორად შეიქცევა გამომყენებელი იქნას რამა მიზნის ქვედა წყლები, რამდენიმე შეიქცევიან როგორ რამდენიმე ბრძნ. ნაჩვენებია ამ მეთოდის უპირატესობა ბნის ნეიტრონგეგმის სხვა დეტექტორებთან შედარებით.

V.Jashi, V.Chikhladze, Z.Shavgulidze



04935320
2022010333

ON A NEW SOLAR NEUTRINO DETECTOR

Summary

Deep underground waters with high percentage of bromine are suggested as a detector for searching solar neutrinos using reaction $^{81}\text{Br}(\nu, e)^{81}\text{Kr}$. Their advantage over other detectors is shown.

РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА СОСТАВА ПУЧКА ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ
ЧАСТИЦ С ИМПУЛЬСОМ 12,2 ГЭВ/С В КАНАЛЕ № 9 ИФВЭ
(г.Серпухов)

Д.Э.Бахтадзе, Г.О.Кураташвили, Т.П.Топурия,
В.Д.Цинцадзе, А.М.Худжадзе

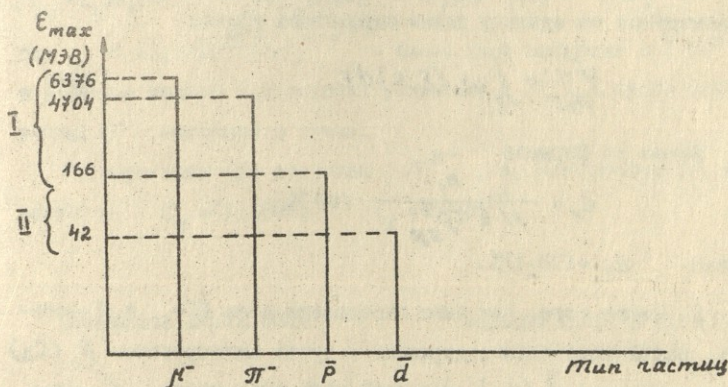
В настоящее время на ускорителе У-70 ИФВЭ получена возможность облучать жидководородную камеру "Людмила" пучком сепарированных антидейтонов с импульсом $P=12,2$ ГэВ/с. Однако оптика канала № 9, в конце которого расположена камера, не позволяет получить "чистые" пучки антидейтонов /1/. В связи с этим важной задачей является определение процентного состава пучка, предположительно состоящего из $\bar{d}, \bar{p}, \pi^-, \mu^-$ -частиц. Эту задачу можно решить, например, регистрируя на "пучковых" треках в камере длиннопробежные (быстрые) δ^- -электроны.

Известно, что максимально допустимая энергия δ^- -электрона, выбиваемого из атома частицей с массой m и импульсом P , равна /2/

$$E_{max} = 2m_e c^2 \frac{P^2 c^2}{m_e^2 c^4 + m^2 c^4 + 2m_e c^2 (P^2 c^2 + m^2 c^4)^{1/2}}, \quad (1)$$



где m_e - масса электрона. Значения \mathcal{E}_{max} для частиц с различной массой и импульсом, равным 12,2 ГэВ/с, приведены на рис.



При просмотре $N = 4,8 \cdot 10^4$ первичных треков (\sim 12600 кадров эксперимента № 305) было найдено

$n_1 = 347$ δ^- -электронов с энергией из области I и

$n_2 = 1103$ δ^- -электронов из области II.

При анализе процентного состава пучка определим сначала суммарную долю π^- мезонов и μ^- - мезонов. Для этой цели используем теоретическое выражение для вероятности образования δ^- - электронов с энергией в интервале \mathcal{E} и $\mathcal{E}+d\mathcal{E}$ частицами с кинетической энергией E /2/:^{x)}

$$w_1(E, \mathcal{E}) d\mathcal{E} = 0,3\rho \frac{z}{A} \cdot \frac{m_e c^2}{\beta^2} \cdot \frac{d\mathcal{E}}{\mathcal{E}^2} \left(1 - \beta^2 \frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}_{max}} \right). \quad (2)$$

^{x)} Мы пренебрегаем здесь членом, связанным со спином налетающей частицы, вклад которого при наших энергиях очень мал (\sim 1%).

Здесь α и A - заряд и массовое число вещества в камере,
 ρ - плотность жидкого водорода, а β - скорость падающей частицы, выраженная в единицах скорости света. Интегрируя выражение (2) по области I, можно получить число δ^- -электронов на единицу длины первичного трека:

$$\rho_{\pi, \mu}^I = \int_I \omega_1(E, \epsilon) d\epsilon. \quad (3)$$

Затем по формуле

$$C_1 = \frac{n_1}{N \cdot \ell \cdot \rho_{\pi, \mu}^I} \cdot 100\% \quad (4)$$

имеем $C_1 = (78 \pm 4)\%$.

2. После того, как была определена доля Π^- и μ^- -мезонов, можно вычислить содержание в пучке антипротонов \bar{p} (C_2) и антидейтонов \bar{d} (C_3). Для этой цели, зная число δ^- -электронов N_2 , испущенных на суммарной длине первичных треков $N \cdot \ell$ в области энергий II (см. рис.), запишем выражение

$$C_1 \rho_{\pi, \mu}^{\bar{II}} + C_2 \rho_{\bar{p}}^{\bar{II}} = \frac{N_2}{N \cdot \ell}, \quad (5)$$

$\rho_{\pi, \mu}^{\bar{II}}$ - определяется формулой (3) в соответствующих границах, а $\rho_{\bar{p}}^{\bar{II}}$ получается при интегрировании по области II выражения, аналогичного (2).

Согласно формуле (5) получаем $C_2 = (12 \pm 1)\%$, и тогда доля антидейтонов в пучке $C_3 = (10 \pm 4)\%$.

3. Для вычисления отдельно доли Π^- (C_4) и μ^- -мезонов (C_5) воспользуемся полным числом взаимодействий

$N_{2V} = 5160$, зарегистрированных в эксперименте № 305 в



камере "Людмила", а также известным полным сечением взаимодействий $\bar{d}p$ /3/, $\bar{p}p$ /4/, π^-p /4/, считая, что сечение $b(\pi^-p) = 0$. Тогда

$$N_{eV} = c_2 N (1 - e^{-n\ell\sigma_{\bar{d}p}}) + c_3 N (1 - e^{-n\ell\sigma_{\bar{p}p}}) + N^{\pi^-} (1 - e^{-n\ell\sigma_{\pi^-p}}), \quad (7)$$

где $n = 3,8 \cdot 10^{22} [\text{см}^3]^{-1}$ - число ядер водорода в 1 см^3 в веществе камеры при рабочих условиях, а N^{π^-} - число первичных π^- -мезонов в пучке.

Из выражения (7) получаем N^{π^-} , а, следовательно, и величины: $c_4 = (11 \pm 3)\%$, $c_5 = (67 \pm 5)\%$.

Поступила 20.УП.1981

Кафедра ядерной физики
высоких энергий

ЛИТЕРАТУРА

1. В.В.Васильев и др. Препринт ИФВЭ 80-66, Серпухов, 1980.
2. Б.Росси. Частицы больших энергий, М., 1955.
3. Д.П.Горин и др. ЯФ, 14, 134, 1971.
4. Lorecka et. al., Nuovo Cimento, A, 19, 1971.
5. В.В.Батюня и др. Препринт ОИЯИ Е1-80-164, Дубна, 1980.

х) Заметим, что полученная в настоящей работе величина адронного фона в эксперименте № 305 согласуется со значением, приведенным в работе /5/.



რ. ბახტაძე, გ. კურატაშვილი, თ. ტოპურია, ვ. ტსინცაძე, ა. ხუჯაძე

ქ. სერპუხოვის მაღალი ენერგიების ფიზიკის ინსტიტუტის
№9 არხის 12,2 გევ/ც იმპულსის მქონე უარყოფითი ნაწი-
ლაკონის დასარსის შემადგენელი ნაწილების შემადგენი

რეზიუმე

ქ. სერპუხოვის მაღალი ენერგიების ფიზიკის ინსტიტუტის №9 არხში 1975 ექსპერიმენტული წყობის 2 მიგრირებული კამერა "ლუდ-მილაში" რეგისტრირებული დიდი რაოდენობის მქონე δ^- -ელექტრონების რიცხვის დაზღვევის შედეგად განსაზღვრულია 12,2 გევ/ც იმპულსის მქონე უარყოფითი ნაწილაკების ნაკადის შემადგენლობა. ნაჩვენებია, რამდენად ანტიდეუტონების, ანტიპროტონების, π^- -მეზონებისა და μ^- -მეზონების რიცხვი ნაკადში შესაბამისად ფორმალურად: $(10 \pm 4)\%$, $(12 \pm 1)\%$, $(11 \pm 3)\%$, და $(67 \pm 5)\%$.

D. Bakhtadze, G. Kuratashvili, T. Topuria, V. Tsintsadze, A. Khujadze

RESULTS OF 12.2 Gev/c MOMENTUM NEGATIVE PARTICLE BEAM CONTENT ANALYSIS IN IHEP CHANNEL 9 (SERPUKHOV)

Summary

The contamination of the antideuteron RF-separated beam in channel N9 of the Serpukhov accelerator has been determined by an analysis of fast δ^- -electrons detected in the 2-m HBC "Ludmila". It is shown that the fractions of antideuterons, antiprotons, π^- - and μ^- -mesons are equal to $10 \pm 4\%$, $12 \pm 1\%$, $11 \pm 3\%$ and $67 \pm 5\%$ respectively.

"ЧАРМО-МАТЕРИЯ"

Г.Г.Голошвили, Д.Ф.Курдгелაидзе

Достижения в области физики элементарных частиц находят свое отражение и в астрофизике. В частности, спектр возможных элементарных частиц определяет возможные состояния звездной материи и, соответственно, спектр возможных звездных конфигураций.

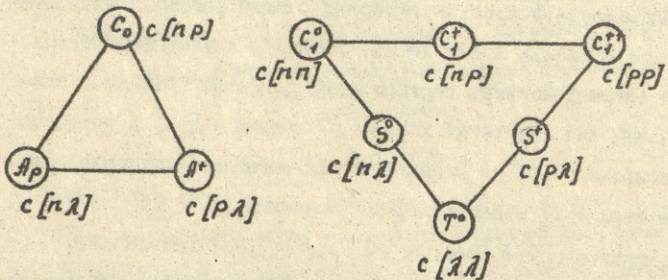
По мере открытия новых элементарных частиц появляются новые возможные фазы состояния материи и, соответственно, разрабатывается физика характерных стадий расширяющейся Вселенной и физика новых звезд. Учитывая химический состав, тип взаимодействия, определяющий основные процессы, глобальный или квантовый характер явлений и др., в процессе расширения горячей Вселенной /1/ выделяют следующие основные этапы: 1) квантово-гравитационный ($0 < t < 10^{-43}$ сек), 2) адронный (10^{-43} сек $< t < 10^{-4}$ сек), 3) лептонный (10^{-4} сек $< t < 10$ сек), 4) фотонный (10 сек $< t < 10^{12}$ сек) и 5) эру рекомбинации водорода. Параллельно были рассмотрены барионные конфигурации, такие как нейтронные, гиперонные и кварковые звезды /2,3,4/.

В ноябре 1974 года С.Тингом с сотрудниками (Брукхейвенская лаборатория) и Б.Рихтером с сотрудниками (Стенфорд) почти одновременно были открыты ψ/ψ - мезоны - чармионы со скрытым чармом ($\psi/\psi \equiv (c\bar{c})$) /5/.

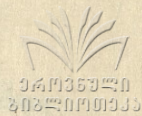
Гипотеза о существовании четвертого чармированного кварка была выдвинута в 1963 году, задолго до открытия ψ/ψ -мезона, японским теоретиком Хара, а затем, независимо от него, Глэшоу и Бьеркенем. С помощью четвертого кварка удалось объяснить отсутствие на опыте нейтральных токов с изменением странности (1964).

Четырехкварковая модель предсказывает широкий спектр чармированных барионов, массы которых, из-за сильного нарушения $SU(4)$ - симметрии, определены приближенно.

Например, теоретически предсказанными триплетом и секстетом барионов, содержащих только один С-кварк, являются /6/



Характерное время распада чармированных частиц на несколько порядков больше, чем таковое сильного взаимодействия. Это обстоятельство указывает, что распады с изменением "чарма" (т.е. $\Delta C = \pm 1$) по сильному каналу запрещены.



В настоящее время открыты все шесть $F^+(c\bar{s})$, $F^-(\bar{c}s)$, $D^0(\bar{u}c)$, $D^0(u\bar{c})$, $D^+(\bar{d}c)$, $D^-(d\bar{c})$ -чармированных мезонов /7/, чармированные барионы $\Lambda_c^+(udc)$ и $\Sigma_c^{++}(uuc)$, а также чармированные аналоги Λ и Σ -гиперонов /8/ с массами $m_{\Lambda_c} = 2.26 \text{ ГЭВ}$ и $m_{\Sigma_c} = 2.326 \text{ ГЭВ}$.

Недавно /9/ были открыты γ и их возбужденное состояние — γ' ($m_\gamma = 9.46 \text{ ГЭВ}$, $m_{\gamma'} = 10 \text{ ГЭВ}$), которые интерпретируются как мезоны со скрытой прелестью, т.е. как связанное состояние пятого b -кварк-антикварка $\gamma \equiv (b\bar{b})$.

Мы будем предполагать существование пяти u, d, s, c, b -кварков, массы которых удовлетворяют условию $m_u \leq m_d < m_s \ll m_c < m_b$. При приближенных расчетах или грубых оценках будем пользоваться численными значениями /10/ $m_c \sim \frac{1}{2} m_{\psi/\psi} \sim 1.5 \text{ ГЭВ}$, $m_b \sim \frac{1}{2} m_\gamma \sim 5 \text{ ГЭВ}$.

Для рассмотрения вопросов астрофизического характера, связанных с чармионами, нужно исследовать условия существования этих частиц в стабильном состоянии или времени жизни $\tau_c \gg \tau_R$ (τ_R - время релаксации процесса).

Как известно, стабильность частицы зависит от физических условий среды, в которой находится данная частица. Чармионы, нестабильные в обыкновенных физических условиях, могут приобрести стабильность, как мы увидим, при плотностях $n_{\text{бар}} > n_{\Lambda_c} \sim 10^{44} \text{ см}^{-3}$. Такие физические условия могут возникать в сверхплотных астрономических объектах чармозвезды и, возможно, на ранней стадии развития Вселенной в модели расширяющейся Вселенной. Предполагается, что на ранних стадиях развития Вселенной (горячая Вселенная) температура и плотность достигали ог-



04.03.53-20
9424.01.0333

ромных значений и при $KT \gg m_{\lambda c}^2$ в ней должны были присутствовать чармионы, концентрация которых по мере расширения, т.е. охлаждения, должна падать по экспоненциальному закону.

Аналогично работам /2,3/, в которых исследовались условия стабильности некоторых барионов-нейтронов, гиперонов, кварков и соответствующих им звезд, нами была вычислена плотность стабильности чармионов, и, следовательно, возможность образования чармо-звезд (звезда, в некоторой центральной области которой имеются стабильные чармионы и образуется "чармо-материя").

Как известно, на некоторой стадии своего развития, когда звезда израсходует запас ядерного горючего, она начинает охлаждаться и сжиматься. При большой начальной массе звезд давление и плотность внутри достигают огромных значений. При рассмотрении сверхплотных астрономических объектов в первом приближении можно считать, что в барионной и в более плотной фазе элементарные частицы образуют независимые вырожденные ферми газы. При больших плотностях газ элементарных частиц своими физическими свойствами очень близок полностью вырожденному газу и обычно состояние материи рассматривают на абсолютном нуле температуры. Состояние барионного газа в барионной и более плотной фазе можно характеризовать концентрацией сортов частиц компонент, а состав определяется физическими свойствами и списком реально существующих частиц.

Условие максимума энтропии для полностью вырожденного ферми газа (при $T=0$ и поэтому $S=0$) не может служить критерием, определяющим состояние вещества в равновесии.



Для этого пишется /II/ условие минимума плотности энергии совместно с условием электронейтральности и постоянности барионного заряда. Для звездной конфигурации предполагается, что $\mu_\nu = 0$ (химический потенциал нейтрино). При таком условии к тем же уравнениям приводит рассмотрение условия термодинамического равновесия между различными компонентами (в случае "чармо-материи" на ранней стадии развития Вселенной $\mu_\nu \neq 0$ и зависит от плотности лептонного заряда).

Как известно, при интересующих нас условиях возможными компонентами вещества могут быть все барионы и e^- , μ^- , π^- (вариант идеального газа). Распады π^- -мезонов запрещены существованием μ^- -ферми вырожденного газа с ферми энергией $E_{F\mu} \geq m_\mu c^2 = 106 \text{ МэВ}$, а μ^- - соответственно, электронным вырожденным газом с ферми энергией $E_{Fe} \geq m_e c^2 = 0.511 \text{ МэВ}$. Аналогично, распад тяжелых барионов запрещен существованием вырожденных ферми газов более легких барионов, один из которых - продукт распада данного тяжелого бариона. Конечным продуктом этих распадов являются протоны, которые также образуют вырожденный ферми газ.

С π^- -мезонами связаны некоторые особенности, т.к. эти частицы подчиняются статистике Бозе и все они, если имеются, конденсируются на уровне с энергией $E_\pi = m_\pi c^2$, что облегчает многие вычисления в случае идеального газа.

Предполагается, что ν - нейтрино, в силу высокой проницаемости, выходит из звезды практически без взаимодействия. Существование нейтрино следует учесть при рассмотре-



нии состояния материи во Вселенной, а также при коллапсе, когда в центральных областях, из-за высокой плотности, происходит задержка нейтрино

При переходе от идеального газа к реальному возникают вопросы как количественного, так и принципиального характера. Дело в том, что включение ядерного взаимодействия меняет μ_K -химический потенциал и эффективную массу частиц и, следовательно, меняется механизм стабилизации мезонов. Как известно, при повышении плотности ядерной материи увеличивается глубина потенциальной ямы и когда невозбужденный уровень мезона достигает значения $-m_{\pi} c^2$ (т.е. $m_{\pi} c^2 \approx 0$), вакуум становится неустойчивым к рождению этих частиц /12/.

Если характер взаимодействия нуклонной материи с π, K, ρ, η ... мезонами при больших плотностях не меняется и остается притягательным, то при дальнейшем увеличении плотности будут выполняться условия для рождения более тяжелых K, ρ, η ... - мезонов. Рождение более тяжелых мезонов прекращается, если при некоторой плотности притяжение меняется отталкиванием. При дальнейшем увеличении плотности величина потенциальной энергии взаимодействия $-|U_{пот.}|$ уменьшается и условие для рождения мезонов перестает выполняться в обратном порядке. Условие для рождения перестает выполняться для всех мезонов, как только $U_{пот.} > -m_{\pi} c^2$.

Используя приближенную формулу $n_i \sim \frac{1}{4} \left(\frac{m_i c}{\hbar}\right)^3$, приведенную в работе /13/ (m_i - масса мезона), можно оценить плотность, выше которой начинает выполняться условие для рождения тяжелых мезонов, например, ρ, η

$$n_{\rho} \sim 1,5 \cdot 10^{40} \text{ см}^{-3}, \quad n_{\eta} \sim 5,2 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}.$$

В работе /II/ была рассмотрена гипотетическая звезда с бесконечным центральным давлением. По мере продвижения от поверхности звезды к центру происходит увеличение n (n) -общей плотности барионного заряда и меняются фазы состояния вещества. Появляются все новые и новые тяжелые частицы в стабильном состоянии.

На поверхности этой гипотетической звезды вещество находится в (A, e) и (A, e, n) фазе. При $\rho \sim \rho_{яд} \sim 10^{13} \text{ г/см}^3$ атомные ядра разваливаются и следует фаза нуклонов, начинается барионная сфера.

На поверхности барионной сферы находится фаза, преимущественной компонентой которой являются нейтроны. При плотности $\rho \sim 3\rho_{яд}$ стабильным становится Σ^- - гиперон. Рождение более тяжелого Σ^- -гиперона до $\Lambda^0, \Sigma^0, \Sigma^+$ -частиц вызвано условием электронейтральности. На самом деле, $\epsilon_F^{(-)}$ (ферми уровень отрицательных барионов) выше $\epsilon_F^{(0)}$ (ферми энергия нейтральных барионов) на ϵ_{Fe} (ферми уровень электронов). $\epsilon_F^{(0)}$ нейтральных барионов выше ферми уровня $\epsilon_F^{(+)}$ положительных барионов на ϵ_{Fe} и т.д. Внутри поверхности, где стабильным становится Σ^- - гиперон, находится гиперонное ядро. Очень скоро после приобретения стабильности концентрация новой частицы или резонанса становится порядка уже существующих. При продвижении еще глубже должны появляться более тяжелые барионы, т.к. для системы энергетически выгодно рождение нового тяжелого бариона, чем уже существующего с высоким ферми импульсом.

Внутри гиперонной сферы, еще ближе к центру, появляется Λ_c^+ чармион. Область внутри поверхности, на которой

приобретает стабильность λ_c чармион, будем называть чармионным ядром.

Для расчета пороговой плотности, на которой приобретают стабильность λ_c^+ и Σ_c^{++} - чармионы, будем пользоваться стандартным методом, приведенным в работе /II/.

Нами были вычислены пороговые плотности для чармионов $n_{\lambda_c^+}$ и $n_{\Sigma_c^{++}}$ в случае вырожденных независимых, идеальных газов. Для этой цели барионы удобно разделить на 4 основные группы, различающиеся электрическим зарядом, т.к.

ϵ_F - ферми-энергия каждой группы барионов имеет одинаковое значение и зависит только от плотности барионного заряда. Это обстоятельство дает возможность выразить количество любого $n_{\kappa}^{(i)}$ через n_n , $n_{\kappa}^{(-)}$ - через n_{Σ^-} , $n_{\kappa}^{(+)}$ - через n_{ρ} и $n_{\kappa}^{(++)}$ - через $n_{\Delta^{++}}$ соответственно формулами /II/:

$$n_{\kappa}^i = \frac{(2S_{\kappa}+1)}{(2S_i+1)} n_i \left[1 - \left(\mathcal{H}_{i\kappa} / n_i \right)^{2/3} \right]^{3/2}, \quad (I)$$

$$\mathcal{H}_{i\kappa} = \frac{(2S_i+1)}{6\pi^2} \left(\frac{m_{\kappa}c}{h} \right)^3 \left\{ 1 - \left(\frac{m_i}{m_{\kappa}} \right)^2 \right\}^{3/2}$$

где $i = (-), (0), (+), (++)$ - индекс выбранной группы, n_i соответственно $n_{\Sigma}, n_n, n_{\rho}, n_{\Delta^{++}}$. S_i - спин этих частиц, $n_{\kappa}, S_{\kappa}, m_{\kappa}$ - концентрация, спин и масса бариона, концентрацию которого мы хотим выразить через концентрацию основных компонент n, ρ, Σ, Δ в зависимости от того, какой заряд имеет барион.

Из (I) следует, что нейтральные, отрицательные и



положительные барионы приобретают стабильность при $n_n > \Lambda_{(0)}$,
 $n_{\Sigma^+} > \Lambda_{(1)}$, $n_p > \Lambda_{(2)}$, $n_{\Delta} > \Lambda_{(3)}$ соответственно / II/.

Поскольку известны массы и заряды λ_c^+ и Σ_c^{++} частиц, то нетрудно получить соответственные значения плотности протонов и Δ^{++} -резонансов на пороге стабильности λ_c^+ и Σ_c^{++} соответственно.

Вычисления дают следующие значения: $n_p = 3,86 \cdot 10^{40} \text{ см}^{-3}$ и $n_{\Delta} = 8 \cdot 10^{40} \text{ см}^{-3}$.

Для вырожденных ферми газов плотность частиц определя-
 ет ферми импульс $P_{F(\kappa)} = 3\pi^2 \hbar n_{\kappa}^{1/3}$ и, следовательно, $E_{F(\kappa)} =$
 $= c(m_{\kappa}^2 c^2 + P_{F(\kappa)}^2)$. Подставляя в них найденные концентрации
 n_p и n_{Δ} получаем

$$\begin{aligned} c P_{F(p)} &= 2061 \text{ МэВ}, & E_{F(p)} &= 2240 \text{ МэВ}, \\ c P_{F(\Delta)} &= 2100 \text{ МэВ}, & E_{F(\Delta)} &= 2435 \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

Найденные значения $E_{F(p)}$ дают возможность вы-
 числить плотность всех барионов с одним положительным за-
 рядом на пороге стабильности λ_c^+ чармиона, а $E_{F(\Delta)}$ -
 плотность всех барионов с двумя положительными зарядами на
 пороге стабильности Σ_c^{++} - чармиона (по формулам (I)).

Для определения плотности компонент с другими электри-
 ческими зарядами использовались формулы

$$E_{F(\kappa)}^{(0)} = E_{Fp}, \quad E_{F(\kappa)}^{(+)} + E_{Fe} = E_{Fp}, \quad E_{F(\kappa)}^{(-)} - E_{Fe} = E_{Fp}, \quad (2)$$

$$E_{F(\kappa)}^{(++)} + 2E_{Fe} = E_{Fp}, \quad E_{F\kappa} = E_{Fe}.$$

и $E_{Fe} = m_{\pi} c^2$, если в веществе соблюдено условие для
 существования π^- -мезонов. В случае идеальных ферми

газов это условие выполняется при $n_n > 8,5 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}$,

которое в случае стабильности λ_c^+ явно выполняется

($m_p \sim m_n$, $E_{Fp} > E_{Fn} \rightarrow n_n > n_p \sim 10^{40}$), а на пороге стабильности

Σ_c^{++} частиц все ферми энергии повышены (образование мезонных конденсатов не происходит, т.к. ядерное взаимодействие не включено).

Это обстоятельство в случае идеального газа значительно облегчает вычисления, т.к. при присутствии π^- -мезонов $E_{Fp} = m_\pi c^2 = 140 \text{ МэВ}$, а $n_c = 1/3\pi^2 (m_\pi c^2/\hbar)^3 = 1,2 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3}$ и $n_c \{1 - (m_\pi/m_e)^2\}^{3/2} = 3,35 \cdot 10^{36} \text{ см}^{-3}/11$.

При помощи формул (2) были вычислены плотности $n_n, n_p, n_\Sigma, n_\Delta$ на пороге стабильности λ_c^+ и Σ_c^{++} :

Основная компонента	λ_c^+			Σ_c^{++}		
	$n \cdot 10^{-40} \text{ см}^{-3}$	cP_F (МэВ)	E_F (МэВ)	$n \cdot 10^{-40} \text{ см}^{-3}$	cP_F (МэВ)	E_F (МэВ)
ρ^+	3,86	2061	2260	6,06	2393	2574
Σ^-	4,8	2216	2216	7,6	2588	2852
Δ^{++}	4,3	1700	2100	8,0	2100	2326
n	5,6	2186	2380	7,2	2545	2717

Далее, соответственно формуле (1) с помощью ЭВМ были вычислены плотности всех остальных барионов, для которых известны электрический заряд (q_k/e), масса (m_k) и спин (S_k) /14/.

Просуммировав порциальные плотности барионов, получим

общую плотность барионов на пороге стабильности λ_c^+ и

$$\sum_c^{++}:$$

$$n_p \left\{ 1 + \frac{1}{2} \sum_k^{(+)} \alpha_k^{(+)} \left[1 - \left(\frac{\mu^{(+)}}{n_p} \right)^{2/3} \right]^{3/2} \right\} + n_\Sigma \left\{ 1 + \frac{1}{2} \sum_k^{(+)} \alpha_k^{(+)} \left[1 - \left(\frac{\mu^{(+)}}{n_\Sigma} \right)^{2/3} \right]^{3/2} \right\} +$$

$$+ n_\Delta \left\{ 1 + \frac{1}{2} \sum_k^{(++)} \alpha_k^{(++)} \left[1 - \left(\frac{\mu^{(++)}}{n_\Delta} \right)^{2/3} \right]^{3/2} \right\} + n_n \left\{ 1 + \frac{1}{2} \sum_k^{(0)} \alpha_k^{(0)} \left[1 - \left(\frac{\mu^{(0)}}{n_n} \right)^{2/3} \right]^{3/2} \right\}.$$

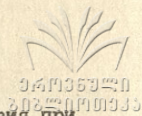
Здесь n_0 - общая плотность барионов, I и III - слагаемые плотности положительных, II - отрицательных и IV - нейтральных барионов в нужной для нас фазе вещества.

Суммирование проводилось отдельно для случаев λ_c^+ и \sum_c^+ . Получены значения общей плотности барионов на пороге стабильности этих частиц $n_0^{\lambda_c^+} = 3,18 \cdot 10^{42} \text{ см}^{-3}$ и $n_0^{\sum_c^+} = 6,8 \cdot 10^{42} \text{ см}^{-3}$.

Все вышеприведенные вычисления справедливы в приближении независимых идеальных барионных газов. Более точное значение этих плотностей можно получить, рассматривая реальный барионный газ, т.е. учитывая взаимодействие между барионами, которое при больших плотностях становится заметным и такая фаза вещества ведет себя скорее как жидкость, чем газ.

Как показали вычисления в случае идеального газа, чармионы становятся стабильными при плотности барионов на 2-3 порядка выше, чем n , Σ^- и учет взаимодействия в этом случае более желателен. Можно попытаться оценить плотность барионов на пороге рождения λ_c^+ и \sum_c^{++} , взаимодействие которых со средой описывается формулой

$$V(P) = V(0) + T(P) \quad /II, I3/. \text{ Это взаимодействие представля-$$



ет весьма грубое приближение реального взаимодействия при таких плотностях.

Нами оценена плотность барионов при рождении λ_c^+ и Σ_c^{++} (в случае реального барионного газа), взаимодействующих по закону $V_i(P) = V_i(0) + T_i(P)$, принимая, что $V_i(0) = V_j(0)$ для любых i, j (или $|V_i(0) - V_j(0)| \ll T_i(P), \forall i, j$).

После принятия во внимание взаимодействия, условия равновесия отдельных компонент примут вид /II/:

$$\mathcal{E}_{F_i}^{(+)}(n_0) + V_i^{(+)}(n_0) = \mathcal{E}_{F_j}^{(0)}(n_0) + V_j^{(0)}(n_0), \quad (3)$$

$$\mathcal{E}_{F_i}^{(-)}(n_0) + V_i^{(-)}(n_0) - \mathcal{E}_{F_e}^{(-)}(n_0) = \mathcal{E}_{F_j}^{(0)}(n_0) + V_j^{(0)}(n_0),$$

$$\mathcal{E}_{F_i}^{(++)}(n_0) + V_i^{(++)}(n_0) + 2\mathcal{E}_{F_e}^{(-)}(n_0) = \mathcal{E}_{F_j}^{(0)}(n_0) + V_j^{(0)}(n_0).$$

Естественно, нужно ожидать, что учет взаимодействия вида $V_i(P) = V_i(0) + T_i(P)$ при $V_i(0) = const$ для любых i, j приведет к заниженным значениям пороговых плотностей (т.к. $V(P)$ быстрых, уже стабильных частиц больше), чем для только что рождающихся с импульсом $P_F \approx 0$ (см. (3))

Условия для нашего случая примут вид:

$$\mathcal{E}_{F_P}(n_{\lambda_c}) + V_P(P_P(n_{\lambda_c})) + \mathcal{E}_{F_e} = \mathcal{E}_{F_{\lambda_c}} + V_{\lambda_c}(P_{\lambda_c}) + \mathcal{E}_{F_e} \quad \text{для } \lambda_c^+,$$

$$\mathcal{E}_{F_{\Sigma_c^{++}}}(n_{\Sigma_c}) + V_{\Sigma_c^{++}}(P_{\Sigma_c^{++}}) + 2\mathcal{E}_{F_e} = \mathcal{E}_{F_{\Sigma_c^{++}}} + V_{\Sigma_c^{++}}(P_{\Sigma_c^{++}}) + 2\mathcal{E}_{F_e} \quad \text{для } \Sigma_c^{++}$$

Принимая во внимание, что на пороге рождения частицы ее концентрация и ферми-импульс $P_F \sim n^{1/3} = 0$, получаем

$$\mathcal{E}_F = Mc^2 \quad \text{и уравнения примут вид:}$$



$$m_p c^2 + 2T_p(P_p) = m_{\Delta c} c^2 \quad \text{для } \Lambda_c^+,$$

$$m_{\Delta} c^2 + 2T_{\Delta}(P_{\Delta}) = m_{\Sigma c} c^2 \quad \text{для } \Sigma_c^{++}.$$

(4)

Заметим, что без учета взаимодействия получается $E_{F(\kappa)} = M c^2$, поэтому $T_{\kappa} = (M - m) c^2$. При учете взаимодействия типа $V(P) = V(0) + T(P)$ получается $T = \frac{1}{2}(M - m) c^2$, т.е. с в два раза меньшей кинетической энергией и соответственно с большим импульсом и плотностью.

Подставляя в(4) значения масс частиц $P, \Delta, \Lambda_c^+, \Sigma_c^{++}$, получим $T_{Pp} = 661 \text{ МэВ}$ (кинетическая энергия протонов на пороге стабильности Λ_c^+) и $T_{P\Delta} = 545 \text{ МэВ}$ (на пороге стабильности Σ_c^{++}). Используя уравнение $cp = \{T(T + 2mc^2)\}^{1/2}$, получаем значения импульсов $cp_{Pp} = 1295 \text{ МэВ}$, $cp_{P\Delta} = 1282 \text{ МэВ}$ и соответственно плотность этих частиц $n_p = 9,4 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}$ и $n_{\Delta} = 9,24 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}$ ($n_p = 3,86 \cdot 10^{40}$, $n_{\Delta} = 8 \cdot 10^{40}$ - в случае идеального газа барионов).

Нужно учесть, что здесь вычислена плотность только одной из компонент и общая плотность барионов может оказаться на 1-2 порядка выше ($n_0 \approx N n_{\kappa}$, N - количество стабильных компонент, а n_{κ} - плотность одной из компонент).

Итак, при общей плотности барионов $n_{0 \text{ бар}} > 10^{40 \div 41} \text{ см}^{-3}$ в веществе, помимо нуклонов и гиперонов, появляются чармионы и наступает чармированная фаза состояния вещества - "чармо-материя".

В сверхплотных звездах до появления кваркового ядра должна появляться чармированная фаза и тем самым "чармо-материя" определяет свойство некоторой центральной области звезды. "Чармо-материя" должна играть в жизни активных

ядер галактик определенную роль, что верно также для "протозвезд" и процессов на ранней стадии Вселенной.

Свойства "чармо-метарии" могут проявляться в таких явлениях, как взрыв звезд, ударные волны в сверхплотном веществе, динамика пульсирующих звезд, коллапс массивных звезд и др.

Поступила 20.XII.1980.

Кафедра физики
Тбилисского государственного
медицинского института

ЛИТЕРАТУРА

1. R.A.Alpher, M.Bethe, G.Gamov. Phys. Rev., 70, 572 (1946).
2. J.R.Oppenheimer, G.M.Volkoff. Phys. Rev., 55, 374 (1939).
3. *Астрономический журнал*, т.37, 193 (1960).
4. D.Ivanenko, D.Kurdgelaidze. Lett. Nuovo Cimento. 2, 13 (1969).
5. J.J.Aubevt et al. Phys. Rev. Lett., 33, 1404, 1406 (1974).
6. Захаров В.И., Б.Л.Иоффе, А.В.Окун. УФН, т.117, вып.2, (1975).
7. G.Coldhaber, Phys. Rev. Lett., 37, 255 (1976).
8. *Sth. Int. Conf. Exp. Messon spectrosc.*, Boston (1977).
9. S.W.Harb. Phys. Rev. Lett., 39, 252, 1240 (1977); Ch.Berger, B76, 243, 246 (1978).



- 10. А.Б.Говорков Введение в теорию кварков. Дубна (1977).
- 11. Г.С.Саакян. Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, М., 1972.
- 12. А.Б.Мигдал. Фермионы и бозоны в сильных полях, М., 1978.
- 13. Л.Ш.Григорян, Г.С.Саакян. ЭЧАЯ. т.10, вып.5, 1075-1113 (1979).
- 14. Review of Particles properties (1979).

Գ.Գոլոշվիլի, Դ.Կուրճելաձե

"Ֆարմ-մատերիա"

Նախորդում քննարկվում է Ֆարմ-քվարկների Λ_c^+ և Σ_c^{++} մասնիկների ստաբիլիզացիայի հարցը. քննարկվում է նաև "Ֆարմ-մատերիա" փուլի առաջացման հարցը. $n \sim 10^{40} \div 41 \text{ սմ}^{-3}$, որի դրոշմը յս մասնիկները ստաբիլիզացվում են և ֆարմ-քվարկների մատերիա փուլի առաջացումը "Ֆարմ-մատերիա", որի դրոշմը յս փուլի առաջացումը. $n \sim 10^{40} \div 41 \text{ սմ}^{-3}$ և այլն:

G.Goloshvili, D.Kurdgelaidze

"CHARM - MATTER"

Summary

The question of stability of the charm-particles Λ_c^+ and Σ_c^{++} is discussed. The nuclear density $n \sim 10^{40} \div 41 \text{ sm}^{-3}$ at which these particles are stabilised and "charm-matter" phase is produced, wich must be realised in superdense stars and in early universe, has been calculated.

СО Д Е Р Ж А Н И Е

Г.Г.Гегиадзе, О.И. Даварашвили, Б.В.Кобрин, Н.Е.Сагдеева, М.И.Сагинур, Д.Н.Третьяков, Р.И.Чиковани, А.П.Шотов - Термодинамическое и симплексное описание фазовых диаграмм состо- яния полупроводниковых систем $Pb-Sn-Te$ и $Pb-Sn-Se$	5
З.К.Силагадзе - Группа великого объединения $SO(10)$ и октонионы	34
Т.Г.Окроашвили, Д.А.Белогуров, Ю.В.Шалдин - Электрооптические свойства кристаллов KH_2PO_4 , RbH_2PO_4 и KD_2PO_4 в области фазовых переходов	51
Д.С.Цицкишвили - Однофононная релаксация пара- магнитного дефекта в ангармонической ре- шетке	63
А.Б.Герасимов, И.А.Гоголадзе, З.Г.Гогоуа, А.А.Церцвадзе - Расчет энергии мелких и глубоких донорных уровней в Ge и Si с учетом пространственной зависимости диэлектрической постоянной	68
В.А.Джаши, В.Л.Чихладзе, З.Д.Шавгулидзе - О новом детекторе солнечных нейтрино	76
Д.Э.Бахтадзе, Г.О.Кураташвили, Т.П.Топурия, В.Д.Цинцадзе, А.М.Худжадзе - Результаты анализа состава пучка отрицательных частиц с импуль- сом 12,2 ГэВ/С в канале № 9 ИФВЭ (г.Серпу- хов)	80
Г.Г. Голошвили, Д.Ф. Курдгеладзе - "Чармо-мате- рия"	85

C O N T E N T S



G.Gegiadze, O.Davarashvili, B.Kobrin, N.Sagdeeva, M.Saginar,
D.Tret'yakov, R.Chikovani, A.Shotov - Thermodynamic and
simplex description of phase diagrams of the
Pb-Sn-Te and Pb-Sn-Se semiconductor systems . . .26

Z.Silagadze - Grand unification group $\overline{SO}(10)$ and octonions50

T.Okroashvili, D.Belogurov, Y.Shaldin - Electrooptical properties
of the crystals KH_2PO_4 , RbH_2PO_4 and KD_2PO_4 in
the region of phase transition58

D.Tsitskishvili - One-phonon relaxation of the paramagnetic defect
in unharmonic lattice67

H.Gerasimov, I.Gogoladze, Z.Gogua, A.Tsertsvadze - Calculation
of the energy of shallow and deep donor levels with
allowance for space dependence of the dielectric con-
stant75

V.Jashi, V.Chikhladze, Z.Shavgulidze - On a new solar neutrino de-
tector79

D.Bakhtadze, G.Kuratashvili, T.Topuria, V.Tsintsadze, A.Khujadze-
Results of 12,2 GeV/c momentum negative particle beam
content analysis in IHEP channel 9 (Serpukhov) 84

G.Goloshvili, D.Kurdgelaidze - "Charm -matter" 99

Редактор издательства Л.Абуашвили

Подписано в печать 29.06.81. УЭ 05910. Бумага 60x84.
Усл.печ.л. 6,5. Уч.-изд.л. 4,4. Тираж 300. Заказ 2455
Цена 45 к.

Издательство Тбилисского университета, Тбилиси, 380028,
пр.И.Чавчавадзе, 14.

თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა, თბილისი, 380028,
ი.ჭავჭავაძის პროსპექტი, 14.

Типография АН ГССР, Тбилиси, 380060,
Кутузова, 19.

საქ.სსრ მუცნიერებათა აკადემიის სტამბა, თბილისი, 380060,
კუტუზოვის ქ.19.

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ
ՆԱԽԱՐԱՐՈՒԹՅԱՆ ԳՐԱԴԱՐԱՆ ԵՎ ԱՐԽԻՎ
№ 106
9.111
82
*

86-81

82-105

061935920
202201101333