ՀՍՍՀ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶԻԿԱ
ФИЗИКА

1968

Изв. АН Армянской ССР. Физика, 3, 385—388 (1968)

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК МОНООКИСИ КРЕМНИЯ

Я. М. ПОГОСЯН, К. А. ЕГИЯН

Описывается интерференционный метод измерения показателя преломления тонких прозрачных пленок. Приводятся данные по дисперсии показателя преломления пленок моноокиси кремния.

В связи с широким использованием SiO в пленочной электронике физические свойства этих пленок представляют большой интерес. Поскольку пленки SiO, получаемые вакуумным напылением аморфны, то контроль качества пленок осуществляется лишь по электрическим параметрам—пробивному напряжению, диэлектрической постоянной и тангенсу угла диэлектрических потерь. Показатель преломления (n) является одним из физических параметров, связанных как со структурой пленок, так и с диэлектрическими свойствами ее, и контроль n может дать дополнительные сведения о происходящих в пленках структурных изменениях.

В данной работе определялась дисперсия показателя преломления пленок SiO, полученных вакуумным напылением.

Образцы пленок были получены вакуумным напылением моноокиси кремния в вакууме $\sim 10^{-5}$ *мм рт ст* со скоростью ~ 20 Å/*сек*, температура подложки 150—200°C. Напыление производилось на ситалловые подложки с чистотой поверхности по 13 классу. Пленка напылялась через трафарет, имеющий заостренный под острым углом край, что позволяло получать резкую ступеньку.

При освещении прозрачной пленки нормально к подложке параллельным пучком белого света за счет отражения от поверхностей воздух—пленка и пленка—подложка должны возникнуть интерференционные полосы. Условие интерференции без учета фазовых искажений может быть записано в виде

$$2d = \frac{k_0 \lambda_0}{n_{\lambda_0}} = \frac{(k_0+1)\lambda_1}{n_{\lambda_1}} = \frac{(k_0+m)\lambda_m}{n_{\lambda_m}}, \qquad (1)$$

где d — толщина пленки,

$\lambda_0, \lambda_1 \cdots \lambda_m$ — длины волн интерференционных максимумов,

$n_0, n_{\lambda_1} \cdots n_{\lambda_m}$ — коэффициенты преломления, соответствующие указанным длинам волн;

k_0 — порядок интерференции.

Из уравнения (1), зная длины волн смежных интерференционных полос, можно определить или толщину пленки при известной дисперсии n [1], или дисперсию n, если известна толщина пленки. Применяемая аппаратура для получения интерференционных полос позволяет также с большой точностью определить и толщину пленки методом полос равного хроматического порядка [2—4], в связи с чем без существенных затруднений возможно определить n с большой точностью. Высокая точность методики определяется и тем, что здесь как толщина, так и n определяются на одном и том же локальном участке пленки. В работе использовалась установка, описанная в [4]. Сначала на фиксированном участке, захватывающем резкий край пленки SiO, снималась интерферограмма (рис. 1а). Затем поверхность образца покрывалась непрозрачным слоем серебра и по полосам равного хроматического порядка определялась толщина пленки. Поскольку толщина исследуемых образцов была больше λ, с целью исключения влияния фазовых искажений и неточности определения порядка интерференции путем изменения воздушного зазора оптического клина добивались совпадения длин волн интерференционных полос верхней и нижней сторон ступеньки, по крайней мере, для одной длины волны.

Естественно, из-за дисперсии фазового сдвига при отражении света от серебряной поверхности второе совпадение невозможно [5, 6]. Спектрограмма такого случая приводится на рис. 1б.

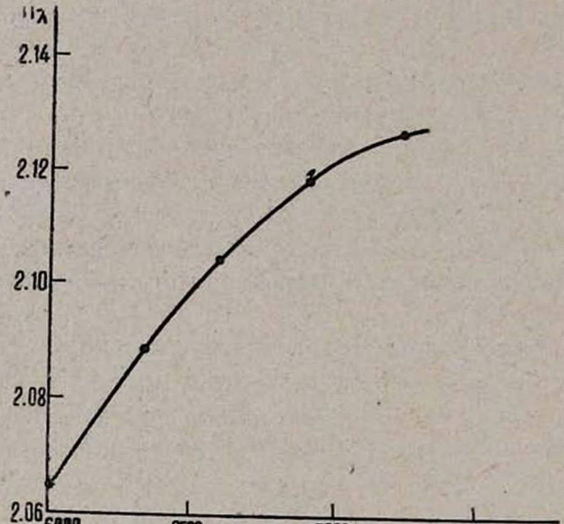


Рис. 2. Дисперсионная зависимость показателя преломления n.

Для совпадающей пары полос имеем [2]

$$d = \frac{\lambda_1}{2}(k - m), \qquad (2a)$$

где λ_1 — длина волны совпадающих полос от верхней и нижней ступеньки,

k — порядок интерференции полосы от верхней ступеньки,

m — от нижней ступеньки.

Для почти совпадающей пары полос имеем

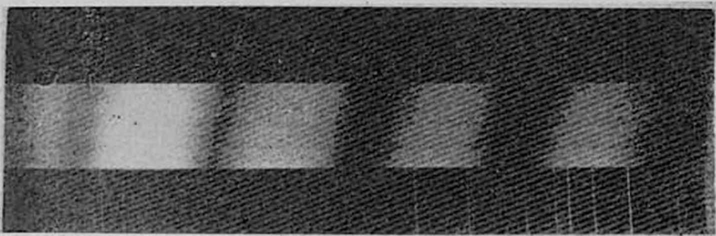


Рис. 1а. Интерферограмма, полученная по пленке SiO с $d \approx 4\ \mu$.

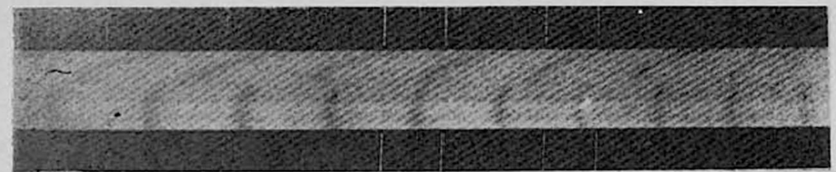


Рис. 1б. Полосы равного хроматического порядка при высоте ступеньки $\approx 4\mu$.

$$d = \frac{\lambda_{эфф}}{2}(k - m - 1). \qquad (2б)$$

Нахождение $\lambda_{эфф}$ описывается в работе [7]. Определив из уравнения (2а) и (2б) разность порядков $k - m$, можно оценить толщину пленки $d = 34067$ Å. При этом, естественно, допускается ошибка, приводящая вместе с ошибкой в определении λ к нецелым значениям порядка интерференции, которые были округлены до ближайшего целого числа. По значениям d, λ_m, и k_m определялись соответствующие n_λ. Дисперсионная кривая n_λ приводится на рис. 2. Полученные значения n хорошо согласуются со значениями, определенными методом Абелеса в работе [8].

Ошибка в определении n может быть оценена, допуская, что толщина пленки определяется с точностью ± 10 Å [7], а длина волны интерференционных полос — ± 5 Å. В этом случае ошибка составляет $\pm 0{,}1\%$.

Ереванский государственный университет

Поступила 2.IV.1968

ЛИТЕРАТУРА

1. *F. Riezman*, J. Appl. Phys., 36, 3806 (1965).
2. *И. Н. Шкляревский*, Опт. и спектр., 5, 617 (1958).
3. *Ch. Koester*. J. Ont. Soc. Am., 48, 225 (1958).
4. *Я. М. Погосян, К. А. Егиян, А. О. Солахян*, Изв. АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, XVI, 131 (1963).
5. *И. Н. Шкляревский, Э. Т. Верховцева, Г. Н. Полякова*, Опт. и спектр.. 7, 566 (1959).
6. *W. E. Koehler*, J. Opt. Soc. Am., 48, 55 (1958).
7. *Я. М. Погосян, П. А. Безирганян, Т. А. Погосян* (в печати).
8. *G. Siddall*, Vacuum, 9, 274 (1960).

ՍԻԼԻՑԻՈՒՄԻ ՄՈՆՕՔՍԻԴԻ ԲԱՐԱԿ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ԲԵԿՄԱՆ ՑՈՒՑԻՉԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Յա. Մ. ՊՈՂՈՍՅԱՆ, Կ. Ա. ԵՂԻՅԱՆ

Սիլիցիումի մոնօքսիդի լայն կիրառությունը թաղանթային էլեկտրոնիկայում պատճառ է հանդիսանում նրանց ֆիզիկական հատկությունների ուսումնասիրմանը։

Բեկման ցուցիչը ֆիզիկական այն պարամետրերից է, որը կապված է ինչպես թաղանթների ստրուկտուրայի, այնպես էլ նրանց դիէլեկտրիկ հատկությունների հետ։

Այս աշխատության մեջ ինտերֆերոմետրիկ մեթոդով որոշվում է վակուումային գոլորշացումով ստացված սիլիցիումի մոնօքսիդի թաղանթների բեկման ցուցիչի դիսպերսիան։

Թափանցիկ թաղանթը՝ տակդիրի նկատմամբ նորմալ ընկնող սպիտակ լույսի զուգահեռ փնջով լուսավորելիս օդ—թաղանթ և և թաղանթ—տակդիր մակերևույթներից անդրադարձման հետևանքով առաջանում են ինտերֆերենցիոն շերտեր։ Ինտերֆերենցիայի պայմանը կարելի է գրել հետևյալ ձևով.

$$2d = \frac{k_0 \lambda_0}{n_{\lambda_0}} = \frac{(k_0 + 1)\lambda_1}{n_{\lambda_1}} = \cdots = \frac{(k_0 + m)\lambda_m}{n_{\lambda m}} \tag{1}$$

որտեղ d-ն թաղանթի հաստությունն է,

$\lambda_0, \lambda_1, \ldots \lambda_m$—ինտերֆերենցիոն մաքսիմումների ալիքի երկարություններն են,

$n_{\lambda_0}, n_{\lambda_1}, \ldots n_{\lambda m}$—նշված ալիքների երկարություններին համապատասխանող բեկման ցուցիչներն են,

k_0—ինտերֆերենցիայի կարգն է։

(1) հավասարումից, գիտենալով կից ինտերֆերենցիոն շերտերի ալիքների երկարությունները, կարելի է որոշել n-ի դիսպերսիան, երբ հայտնի է թաղանթի հաստությունը։ Վերջինը որոշվում է խրոմատիկական հավասար կարգի շերտերի մեթոդով, մոտավորապես ±10 Å ճշտությամբ, երբ թաղանթի հաստությունը ~4μ։ Բացի այդ, n-ի որոշման մեծ ճշտությունը պայմանավորվում է նրանով, որ և d-ն, և n-ը որոշվում են թաղանթի նույն մասում։ n-ի որոշման ժամանակ սխալի գնահատումը տալիս է ±0,1% արժեքը։

Տրվում է այդ թաղանթների բեկման ցուցիչի դիսպերսիոն կախումը։

REFRACTIVE INDEX MEASUREMENT OF SiO THIN FILMS

J. M. POGOSSIAN and K. A. EGUIAN

An interference method for the refractive index measurement of thin films is described. The results on refractive index dispersion of SiO films are given.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 3, 389—394 (1968)

ПЕРЕДАЧА ЭНЕРГИИ В УРАНИЛ-ФОСФАТНЫХ ЖИДКОСТЯХ И СТЕКЛАХ

А. С. АГАБЕКЯН, М. Е. ЖАБОТИНСКИЙ

Исходя из теории полимерных цепочек [1], предложена модель и проведено феноменологическое рассмотрение сенсибилизированной люминесценции редкоземельных ионов в растворах уранила в полифосфорных кислотах и в уранил-фосфатных стеклах. Показано, что, несмотря на то, что вид взаимодействия, вызывающего миграцию энергии и сенсибилизацию, неизвестен, можно оценить, исходя из кинетических уравнений теории полимерных цепочек и некоторых экспериментальных данных, величины вероятностей переноса энергии и матричных элементов взаимодействия между ионами. Принятая модель позволяет качественно объяснить зависимости, наблюдаемые в эксперименте [2].

При исследовании сенсибилизированной люминесценции редкоземельных ионов (Eu^{3+}, Sm^{3+} и т. д.) в растворах уранила в полифосфорных кислотах экспериментальные данные позволили предположить, что существует, по-видимому, быстрая миграция энергии возбуждения по одинаковым ионам сенсибилизатора-уранила в полимерной цепочке с последующей передачей энергии на ближайший активатор [2]. Механизм взаимодействия, ответственного за подобную передачу, неясен и определяется, по-видимому, химическими связями сенсибилизатора и активатора в полифосфорной кислоте. Представляется возможным, не уточняя вида взаимодействия, рассмотреть феноменологически вышеупомянутые процессы передачи энергии и определить величины матричных элементов взаимодействий и вероятностей передачи энергии. Физико-химические данные позволяют считать, что фосфатные жидкости и стекла состоят из цепочечных полимерных молекул, связанных между собой дисперсионными силами и слабыми водородоподобными связями. Уранилы сшивают несколько фосфатных полимерных цепочек, образуя уранил-фосфатные полимеры, в которые через некоторые интервалы входят ионы уранила. При увеличении конденсации раствора или концентрации уранила число ионов уранила в каждой цепочке и полимерной молекуле увеличивается.

Вышеизложенные соображения позволяют привлечь для объяснения наблюдающихся экспериментальных фактов [2] теорию полимерных цепочек, развитую в [1]. Для простоты выводы теории будут сопоставляться только с экспериментами по сенсибилизированной люминесценции европия Eu^{3+} в уранил-фосфатных жидкостях, где сенсибилизатором является ион уранила UO_2^{2+}. Однако подобное феноменологическое рассмотрение может быть применено для процессов сенсибилизированной люминесценции редкоземельных ионов (Eu^{3+}, Sm^{3+}, Nd^{3+}) как в уранил-фосфатных жидкостях, так и в уранил-фосфатных стеклах.

Полимерную цепочку, а в некотором приближении даже пространственную полимерную структуру можно рассматривать как одномерный кристалл, учитывая, что боковые связи в цепочках сильно насыщены и поэтому взаимодействие между удаленными по цепи, но сближенными в пространстве частями невелико.

Предположим, что число ионов сенсибилизатора в каждой цепочке одинаково (для каждой данной конденсации раствора и концентрации ионов уранила) и матричные элементы взаимодействия между двумя соседними ионами уранила одинаковы. Тогда, согласно [1], возбуждение какого-нибудь иона уранила делокализуется во всей цепочке и энергия возбуждения цепочки равна

$$\Delta E = \Delta E_m + D + \mathrm{E}, \tag{1}$$

где ΔE_m — энергия возбуждения одного иона уранила, D — разность энергии взаимодействия возбужденного и нормального иона уранила со всеми остальными в этой цепочке, а

$$E = -2\,|M| \cos \frac{\pi l}{m+1}, \tag{2}$$

где $l = 1, 2, 3 \cdots m$ — номер энергетического уровня цепочки, m — число ионов в цепочке, M — матричный элемент взаимодействия между двумя соседними ионами уранила. Если переписать (1) для низшего возбужденного уровня ($l = 1$), то, подставляя (2), имеем

$$\Delta E_{\min} = A - 2\,|M| \cos \frac{\pi}{m+1}, \tag{3}$$

где $A = \Delta E_m + D$, откуда видно, что с ростом числа ионов уранила в цепочке красная граница полосы поглощения смещается в сторону длинных волн. То же справедливо для красной границы полосы излучения цепочки. Если считать, что основная часть излучения происходит с низшего возбужденного уровня цепочки, то из (3) максимум полосы излучения тоже должен сдвигаться в сторону длинных волн. Данное явление действительно наблюдалось экспериментально [2]; при увеличении конденсации раствора (отношение $\frac{H_2O}{P_2O_5}$ от 3 до 1,5) максимум полосы излучения сдвигался на 40—50 $см^{-1}$ в длинноволновую сторону. При известном числе ионов уранила в одной цепочке и сдвиге $\Delta E_{\min}$ можно было бы оценить величину матричного элемента взаимодействия M. Прямое определение m, по-видимому, не представляется возможным, однако можно написать кинетические уравнения для сенсибилизированной люминесценции, которые помогут определить m, а также подробно исследовать и объяснить экспериментальные факты [2], которые не объясняются имеющейся теорией индуктивно-резонансного взаимодействия [3].

Предполагается, что ионы редких земель соединяются с уранилфосфатной цепочкой или несколькими цепочками химическими связями, которые, по-видимому, ответственны за передачу энергии от сенсибилизатора к активатору и за передачу от сенсибилизатора и активатора к OH группам, входящим в полифосфорные кислоты. Число OH групп уменьшается с увеличением конденсации раствора. Экспериментально обнаружено увеличение выхода люминесценции и времен жизни ионов уранила и европия с увеличением конденсации растворов, что объяснено диссипирующими свойствами групп OH. Это подтверждается увеличением времен жизни и интенсивностей люминесценции уранила и европия при дейтерировании растворов [2], [4].

Прежде чем перейти к математическому описанию нашей модели, отметим, что кинетические уравнения Галанина для сенсибилизированной люминесценции [5] учитывают передечу энергии от всех ионов сенсибилизатора ко всем ионам активатора в растворе. В нашей модели передача энергии идет лишь от ионов сенсибилизаторов, входящих в данную полимерную молекулу, к ионам активаторов, входящим в ту же молекулу. Ясно, что подобная ситуация не может иметь места, если взаимодействие между ионами сенсибилизатора и активатора носит индуктивно-резонансный характер, поскольку в этом случае нужно было бы учитывать передачу от всех сенсибилизаторов ко всем активаторам.

Забегая вперед, укажем, что теоретические зависимости для различных физических величин, определенные из данной модели, находятся в хорошем качественном согласии с экспериментом, тогда как данные тех же экспериментов совершенно не согласуются с выводами из индуктивно-резонансной теории [3], [5].

Диффузионный вклад в передачу энергии здесь считается малым, поскольку вязкость растворов во всех экспериментах была велика [2]. Предположив, что время переноса энергии возбуждения между сенсибилизаторами много меньше времен передачи $UO_2^{2+} \to Eu^{3+}$, $UO_2 \to OH$ и $Eu \to OH$, можно написать кинетические уравнения, описывающие сенсибилизированную люминесценцию, в следующем виде:

$$
\begin{aligned}
\dot{n}_s &= -n_s(P_s + lP_2) - kP_1 n_s,\\
\dot{n}_a &= -n_a(P_a + lP_3) + kP_1 n_s\text{‘}\\
\dot{n}_b &= -n_b P_b + n_s l P_2 + n_a P_3 l,
\end{aligned}
\qquad (4)
$$

где n_a, n_s, n_b — соответственно, число возбужденных активаторов, сенсибилизаторов и OH групп, $\frac{1}{P_a}$, $\frac{1}{P_s}$, $\frac{1}{P_b}$ — их радиационные времена жизни, P_1 — вероятность передачи энергии от уранила к европию для пары ионов, $k = \frac{N_a}{N_s} mq$ — число ионов европия в одной молекуле, N_a — общее число ионов европия в растворе, N_s — общее число ионов уранила в растворе, q — число уранил-фосфатных цепочек в молекуле, P_2 — вероятность передачи для пары $UO_2 \to OH$, P_3 — вероятность передачи для пары $Eu \to OH$, l — число OH групп в одной молекуле, m — число ионов уранила в одной цепочке. Для полностью дейтерированных растворов под n_b, $\frac{1}{P_b}$, P_2 и P_3 следует понимать, соответственно, число возбужденных OD групп, их радиационные времена жизни, вероятность передачи энергии для пары $UO_2 \to OD$ и $Eu \to OD$. Для неполностью дейтерированных растворов следует учитывать как передачу от UO_2 и Eu на OH, так и на OD.

Уравнения (4) легко решаются:

$$n_s = n_s(0) \exp\{-(P_s + lP_2)t - kP_1 t\};$$

$$n_a = \frac{n_s(0)\,kP_1}{P_s + lP_2 + kP_1 - (P_a + lP_3)} \{\exp[-(P_a + lP_3)t] -$$

$$- \exp[-(P_s + lP_2)t - kP_1 t] + n_a(0) \exp[-(P_a + lP_3)t]\}; \quad (5)$$

$$n_s(0) = N_s \cdot \beta_1, \; n_a(0) = N_a \cdot \beta_2,$$

где β_1 и β_2 — коэффициенты, характеризующие эффективность накачки UO_2 и Eu. Значение n_b не представляет интереса, так как энергия, передаваемая к OH или OD от ионов уранила и европия, по-видимому, тратится на безызлучательные переходы. Как видно из уравнения (5), затухание люминесценции уранила экспоненциально и увеличивается с увеличением числа активаторов. Форма кривой разгорания активаторов имеет максимум со временем максимума $T_{\max}$ для $n_a'(0) = 0$, равным

$$T_{\max} = \frac{\ln\left[\dfrac{(P_s + lP_2) + kP_1}{P_a + lP_3}\right]}{P_s + lP_2 + kP_1 - (P_a + lP_3)}, \quad (6)$$

которое уменьшается при увеличении N_a. При уменьшении числа N_a активаторов до $N_a \leqslant \frac{N_s}{mq}$, величина k становится и остается равной единице, причем, наряду с полимерными молекулами, в которых есть ионы европия, имеются и молекулы, где их нет. Если обозначим число возбужденных ионов уранила в молекулах первого и второго типа соответственно n_{sa} и n_s, то уравнения (4) примут вид:

$$\dot{n}_{sa} = -(P_s + lP_2)\,n_{sa} - P_1 n_{sa},$$

$$\dot{n}_s = -(P_s + lP_2)\,n_s,$$

$$\dot{n}_a = -(P_a + lP_3)\,n_a + P_1 n_{sa},$$

$$\dot{n}_b = -P_b n_b + n_a lP_3 + (n_{sa} + n_s)\,lP_2. \quad (7)$$

Решения уравнений (7) имеют вид:

$$n_s = n_s(0) \exp[-(P_s + lP_2)t],$$

$$n_{sa} = n_{sa}(0) \exp[-(P_s + lP_2)t - P_1 t], \quad (8)$$

$$n_a = \frac{n_{sa}(0)\,P_1}{P_s + lP_2 + P_1 - (P_a + lP_3)} \{\exp[-(P_a + lP_3)t] -$$

$$- \exp[-(P_s + lP_2 + P)t]\},$$

где $n_{sa}(0)=N_a mq\beta_1$ $n_s(0)=(N_s-N_a\cdot mq)\,\beta_1$. (9)

Как видно из уравнений (8), форма кривой затухания люминесценции ионов уранила представляет из себя сумму двух экспонент. Если подставить значения n_{sa} (0) и n_s (0) из (9), то

$$n_s+n_{sa}=N_a\,mq\beta_1\exp\left[-(P_s+lP_2)\,t+P_1 t\right]+$$
$$+(N-N_a\,mq)\,\beta_1\exp\left[-(P_s+lP_2)\,t\right]. \quad (10)$$

Кривая разгорания люминесценции ионов европия имеет максимум, уменьшающийся пропорционально N_a, но время достижения максимума разгорания от числа активаторов не зависит:

$$T_{\max}=\frac{\ln\left[\dfrac{P_s+lP_2+P_1}{P_a+lP_3}\right]}{P_s+lP_2+P_1-(P_a+lP_3)}. \quad (11)$$

Все эти зависимости действительно наблюдались в эксперименте [2]. Значение $\dfrac{N_a}{N_s}$ (точка перегиба на графике функции $T_{\max}=T_{\max}(N_a)$), для которого время максимума разгорания перестает зависеть от N_a, т. е. при $k=\dfrac{N_a}{N_s}mq=1$, было определено из эксперимента [2] и было равно 0,0025 для конденсации $\dfrac{H_2O}{P_2O_5}=2{,}13$, и равно 0,005 для конденсации $\dfrac{H_2O}{P_2O_5}=2{,}71$. Отсюда получаем, что число ионов уранила в одной молекуле равно для $\dfrac{H_2O}{P_2O_5}=2{,}13$, $qm_1=400$, а для $\dfrac{H_2O}{P_2O_5}=2{,}71$, $qm_2=200$. Величина матричного элемента взаимодействия будет сильно зависеть от q. Возьмем для q, которое в нашей модели определяет число связей E_u^{3+}, значение 8 [6], [7]. Тогда $m_1=50$ и $m_2=25$. Взяв из эксперимента [2] величины сдвигов максимумов полос излучения ионов уранила в цепочках и подставляя значения m_1 и m_2 в формулу (3), можно получить величину матричного элемента того взаимодействия между ионами уранила в цепочке, которое вызывает миграцию энергии. Получается значение $M=2{,}0\cdot10^3\ см^{-1}$. Из той же работы [1] следует, что сила осциллятора перехода на первый возбужденный уровень для цепочки при достаточно больших m пропорциональна m:

$$f_1\sim\mathrm{const}\cdot\nu\,|Q_m|^2\,m,$$

где ν — частота перехода в $см^{-1}\cdot M$ — матричный элемент перехода для одного иона уранила. Отсюда следует, что при увеличении длины цепочек, т. е. величины m, радиационное время жизни возбужденного состояния в цепочке уменьшается. Однако общее время жизни уранила увеличивается с конденсацией из-за того, что одновременно сильно уменьшается число стоков энергии, приводящих к тушению уранила.

Авторы выражают благодарность Ю. П. Рудницкому за ценные обсуждения.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР
Поступила 19.IV.1968.

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. С. Давыдов*, Теория поглощения света в молекулярных кристаллах, Киев, 1951.
2. *Г. М. Гаевой, М. Е. Жаботинский, Ю. И. Красилов, Ю. П. Рудницкий, Г. В. Эллерт*, Изв. АН АрмССР, Физика, 3 (1968).
3. *D. L. Dexter*, Journ. of Chem. Phys., 21, 836 (1953).
4. *Gallagher*, Journ. of Chem. Phys., 43 № 5, стр. 1742.
5. *М. Д. Галанин*, Труды ФИАН, Исследования по оптике, XII, 3 (1960).
6. *В. С. Корольков* и др., Оптика и спектроскопия, 23, 914 (1967).
7. *A. Lempicki. H. Samelson*, Appl. Optics, Suppl. on Chemical Lasers, 205—213 (1965).

ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՓՈԽԱՆՑՈՒՄԸ ՈՒՐԱՆԻԼ-ՖՈՍՖԱՏԱՅԻՆ ՀԵՂՈՒԿՆԵՐՈՒՄ ԵՎ ԱՊԱԿԻՆԵՐՈՒՄ

Ա. Ս. ԱՂԱԲԵԿՅԱՆ, Մ. Ե. ԺԱԲՈՏԻՆՍԿԻ

Կատարված է ուրանիլ-ֆոսֆատային հեղուկներում և ապակիներում էներգիայի փոխանցման պրոցեսների հետազոտումը։ Գնահատված է էներգիայի փոխանցումը առաջացնող փոխազդեցության մատրիցական էլեմենտի մեծությունը։ Ընտրված մոդելը որակապես բացատրում է փորձնական տվյալները։

ENERGY TRANSFER IN URANYL-PHOSPHATE LIQUIDS AND GLASSES

A. S. AGABEKIAN and M. E. ZHABOTINSKI

Energy transfer in uranyl-phosphate liquids and glasses is investigated. The matrix element of interaction that results in transfer of excitation between ions is estimated. The treated model is in good agreement with the experimental data.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 3, 395—399 (1968)

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ВЕЩЕСТВ ПРИ ПОСТОЯННОМ ОБЪЕМЕ

Т. С. ЗОЛЯН

Рассматривается электропроводность при постоянном давлении и объеме для жидкого состояния, исследуемая методом безконтактного вращающегося магнитного поля. Показано, что при постоянном объеме может происходить резкое изменение термического коэффициента электрепроводности.

Исследование температурной зависимости электрического сопротивления обычно не связывается с изменением объема рассматриваемого образца (полупроводник, металл и т. д.).

В то же время оно может быть существвнно, особенно в жидком состоянии, когда изменение объема жидкости может достигать значительной величины, доходя до 30--40%.

Действительно, рассмотрим сопротивление образца R как зависящее от термодинамических величин: температуры $T=T(P, V)$; давления $P=P(T, V)$ и объема $V=V(P, T)$; таким образом, чтобы каждая пара величин определялась полностью, если задана другая пара, то есть имеется зависимость $R=R(V, P)=R(T, P)=R(T, V)$. Используя известные соотношения между такими величинами [1],

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v = \frac{\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p}{\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T}$$

и

$$\left(\frac{\partial R}{\partial T}\right)_v = \left(\frac{\partial R}{\partial T}\right)_p + \left(\frac{\partial R}{\partial P}\right)_T \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v,$$

легко получить соотношение между термическим коэффициентом сопротивления при постояном объеме $\frac{1}{R}\left(\frac{\partial R}{\partial T}\right)_v$ и термическим коэффициентом сопротивления при постоянном давлении $\frac{1}{R}\left(\frac{\partial R}{\partial T}\right)_p$, учитывая, что $\alpha=\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p$ — коэффициент термического расширения, $\varkappa = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T$ —термический коэффициент сжимаемости материала рассматриваемого образца с сопротивлением R, а $\beta=\frac{1}{p}\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v$ —термический коэффициент давления, т. е.

$$\frac{1}{R}\left(\frac{\partial R}{\partial T}\right)_v = \frac{1}{R}\left(\frac{\partial R}{\partial T}\right)_p - \frac{1}{R}\left(\frac{\partial R}{\partial P}\right)_T \cdot \frac{\alpha}{\varkappa}.$$

Полученное выражение показывает, что в зависимости от величины $\frac{1}{R}\left(\frac{\partial R}{\partial P}\right)_T$ — члена, определяющего изменение электропроводности от давления и коэффициентов α и $\varkappa$, термический коэффициент сопротивления при постоянном давлении $\frac{1}{R}\left(\frac{\partial R}{\partial T}\right)_p$ — величина, обычно измеряемая в эксперименте, может значительно отличаться от термического коэффициента при постоянном объеме (плотности) $\frac{1}{R}\left(\frac{\partial R}{\partial T}\right)_v$.

В работе [2], посвященной исследованию температурной зависимости жидкой ртути при почти постоянном объеме показано, что тогда как температурный коэффициент сопротивления при постоянном давлении $\frac{1}{R}\left(\frac{\partial R}{\partial T}\right)_p$ равен величине $9.4\cdot10^{-4}$ *град*$^{-1}$, величина температурного коэффициента сопротивления при постоянном объеме $\frac{1}{R}\left(\frac{\partial R}{\partial T}\right)_v$ достигает лишь $1\cdot10^{-4}$ *град*$^{-1}$, а при соответствующих условиях может практически быть равна нулю. К сожалению, методические трудности, связанные в основном с герметичностью впайки в измерительный стеклянный капилляр со ртутью подключаемых к схеме измерения токовых и потенциальных электродов, способных выдержать большие давления и температуры, не позволили, видимо, авторам развить работы в этом направлении. В самом деле, уже при перепаде в 10°С, после заполнения объема капилляра давление в нем достигает 460 *ат*, в чем нетрудно убедиться, подставляя в выражение для термического коэффициента давления $\frac{1}{P_0}\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v$ данные для ртути $\alpha = 1{,}8\cdot10^{-4}$ *град*$^{-1}$,

$$\varkappa = -3{,}9\cdot10^{-6}\ am^{-1}\ [3],$$

где P_0 — нормальное давление, равное 1 *ат*,

$$\frac{1}{P_0}\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v = -\frac{\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p}{P_0\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T} = -\frac{\alpha}{\varkappa}.$$

В то же время усовершенствованный Регелем метод бесконтактного определения проводимости во вращающемся магнитном поле [4] позволяет производить определение электропроводности проводящей жидкости и при постоянном объеме и плотности, избегая осложнений, связанных со впайкой электродов.

Для этой цели была сконструирована и изготовлена установка, схематически изображенная на рис. 1.

Стеклянная трубка диаметром 25 *мм* при помощи плоского шлифа соединена с кварцевой трубкой 2, на которой бифилярно намотана печь 3 из „сплава 2", изолированная асбестовым шнуром. На расстоянии 30 *мм* по радиусу от обмотанной печи располагается обмотка статора 4, создающая вращающееся магнитное поле. На крышке 5 с внутренней стороны имеется приспособление, к которому подвешивается вольфрамовая нить (диаметром около 30 микрон) с образцом в кварцевой ампуле 6 на конце. К верхней части нити прикрепляется зеркальце 7, дающее возможность определять угол поворота образца под действием вращающегося магнитного поля.

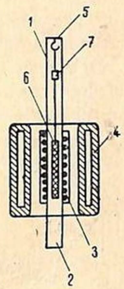


Рис. 1. Схема установки.

Благодаря применению провода со стеклянной изоляцией ПСД для обмотки 4, прохождение тока по ней могло нагревать ее и образец 6 до 300°С. Для достижения более высокой температуры — 1200°С включалась печь 3. Измерение температуры производилось отградуированными термопарами. При невысоких температурах градуировку термопар можно было производить при помощи ртутных термометров, подвешиваемых в качестве образцов.

Для устранения конвективных токов в герметизированной системе создавался высокий вакуум.

В отличие от методики [4] применение длинных цилиндрических образцов для малых диаметров оказывается предпочтительнее как с точки зрения изготовления измерительных и эталонных образцов, так и устранения побочных нежелательных эффектов, возникающих в сферах большего диаметра. Чувствительность же при высоте цилиндра, равной $\frac{2}{15}$ (в единицах измерения радиуса a), оказывается одинаковой. Так, выражение для вращательного момента сферического образца радиуса a и электропроводностью σ, помещенного во вращающееся с малой угловой скоростью ω магнитное поле H_0, имеет вид [4, 5]

$$M_{ш} = \frac{2\pi}{15} \cdot \frac{\omega\sigma H_0^2 a_5}{c^2}.$$

Для цилиндра того же радиуса и высоты $2a$ [5. 6]

$$M_{ц} = \frac{\pi\omega\sigma}{c^2} \cdot H_0^2 a^5.$$

Поскольку высота образца для узких цилиндров может быть взята и больше величины $\frac{2}{15}$, то во столько же увеличивается и чувствительность установки.

Одновременно эта методика дает возможность применять для ампул и другие конструкционные материалы, способные выдержать намного большие давления и температуры, чем стекло, такие, как кварц, корунд, фарфор, немагнитные металлы и т. п.

Проведение эксперимента заключается в следующем. Эвакуированная под высоким вакуумом толстостенная кварцевая ампула запаивалась и помещалась оттянутым концом в исследуемое вещество, находящееся в расплавленном состоянии. Обламывание оттянутого конца ампулы приводит к полному заполнению объема ампулы расплавом. Затем ампула вновь откачивалась до высокого вакуума, порядка 10^{-5} *мм рт ст*, запаивалась и помещалась в центре вращающегося магнитного поля. Взаимодействие вращающегося магнитного поля с током, индуктированным этим полем в образце, приводит к отклонению образца на угол, пропорциональный его электропроводности.

Изменением температуры печи, естественно, изменялась температура образца и снималась обычная зависимость сопротивления образца от температуры. Для ртути это давало значение $\frac{1}{R}\left(\frac{\partial R}{\partial T}\right)_p$, близкое к табличному $9.4 \cdot 10^{-4}$ *град*$^{-1}$ [3] (кривая 1 на рис. 2).

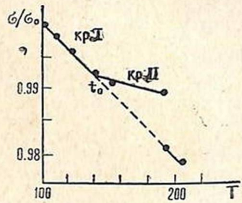


Рис. 2. Изменение электропроводности жидкой ртути при постоянном давлении (кр.1) и при постоянном объеме (кр. 2)

После заполнения, вследствие термического расширения расплава всего объема ампулы, наблюдалась типичная точка перегиба—t_0 (рис. 2), после которой рост сопротивления образца резко уменьшался и даже прекращался вовсе, свидетельствуя, что температурный коэффициент жидкой ртути при постоянном объеме $\frac{1}{R}\left(\frac{\partial R}{\partial T}\right)_v$ практически равен нулю (кривая II на рис. 2), а увеличение сопротивления жидкой ртути с температурой при $p = \text{const}$ связано исключительно с эффектом термического расширения, что видно из выражения для закона *Ома*, записанного в виде

$$\frac{1}{R}\frac{\partial R}{\partial T} = -\sigma\frac{\partial \sigma}{\partial T} + \frac{1}{l}\frac{\partial l}{\partial T} - \frac{1}{S}\frac{\partial S}{\partial T}.$$

Полученные данные полностью соответствуют данным, полученным в [2], свидетельствуя о правильности выбранной методики.

Аналогичные зависимости сняты и для других веществ. Однако столь большой разницы между $\frac{1}{R}\left(\frac{\partial R}{\partial T}\right)_p$ и $\frac{1}{R}\left(\frac{\partial R}{\partial T}\right)_v$ в этих случаях не наблюдается, что, видимо, связано с тем, что у жидкой ртути наблюдаются более глубокие структурные изменения.

Интересно отметить, что, несмотря на развивающееся в ампуле давление до нескольких тысяч атмосфер, ампула лишь трескается и удается зафиксировать точки, соответствующие максимальной температуре на продолжении кривой I.

Таким образом, рассмотренная методика позволяет не только проводить измерения электропроводности и вязкости прн высоких температурах и широком температурном диапазоне в условиях высокой химической реактивности и чистоты образцов в откаченных до высокого вакуума ампулах, но также проводить исследования электропроводности металлов и полупроводников при почти постоянном объеме при высоких давлениях.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 11.VI.1968

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. Г. Левич*, Курс теоретической физики, т. 1., Физмамгиз, 1962.
2. *S. Gubar*, *I. Kikoin*, Jorn. of Phys., IX, 52 (1945).
3. *Дж. Кэй*, *Т. Лэби*, Таблица физических и химических постоянных, ГИФМЛ, 1962.
4. *А. Р. Регель*, ЖТФ, 18, 1511 (1948).
5. *Л. Д. Ландау*, *Е. М. Лифшиц*, Электродинамика сплошных сред, ГИТТЛ, 1957.
6. *Я. И. Френкель*, Электродинамика, т. II, ГОНТИ, 1935.

ՆՅՈՒԹԵՐԻ ԷԼԵԿՏՐԱՀԱՂՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ ՀԱՍՏԱՏՈՒՆ ԾԱՎԱԼԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

Տ. Ս. ԶՈԼՅԱՆ

Ոչ կոնտակտային պտտվող մագնիսական դաշտի մեթոդով ուսումնասիրվել է հեղուկ վիճակում գտնվող մետաղների և կիսահաղորդիչների էլեկտրահաղորդականությունը հաստատուն ծավալի դեպքում։

Ցույց է տրված, որ հաստատուն ծավալի դեպքում կարող է տեղի ունենալ էլեկտրահաղորդականության ջերմային գործակցի խիստ փոփոխություն։

INVESTIGATION OF THE CONDUCTIVITY AT CONSTANT VOLUME

T. S. ZOLIAN

The electrical conductivity of metallic liquids carried out at the constant pressure and volume by the method of a revolving magnetic field is investigated. It is shown that the temperature coefficient of resistance (conduction) at the constant volume may be sharply changed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 3, 400—407 (1968)

ОБРАЗОВАНИЕ ПАРЫ ЧАСТИЦ СО СПИНОМ 2 ВО ВСТРЕЧНЫХ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПУЧКАХ

Ю. Г. ШАХНАЗАРЯН

Теоретически рассмотрено образование частиц со спином 2 при аннигиляции электрон-позитронной пары. Получено выражение для дифференциального сечения в общем случае произвольно поляризованных лептонов. Рассмотрены также некоторые частные случаи поляризаций начальной пары. Получены соотношения между „инвариантными" и физическими формфакторами частиц со спином 2.

Успешное осуществление первых экспериментов на встречных пучках повышает интерес к теоретическому рассмотрению ряда процессов, которые могут идти при этом. В результате столкновения частиц и античастиц, как известно, могут рождаться пары любых частиц, которые разрешены с энергетической точки зрения. Выражения для сечений образования пар частиц со спином $s \leqslant \frac{3}{2}$ при аннигиляции электрон-позитронной пары приводятся в ряде работ [1—3].

В настоящей работе рассматривается образование частиц со спином 2 в реакции

$$e^- + e^+ \to 2 + \overline{2}, \tag{1}$$

где в качестве конечных частиц могут выступать известные мезоны (A_2 (1300), K_v (1420)). Приводится выражение для сечения процесса (1) в общем случае произвольных поляризаций начальных частиц, а также рассматриваются некоторые частные случаи. Устанавливается связь между так называемыми инвариантными формфакторами частицы со спином 2, которые определяют наиболее простой вид электромагнитной вершины, и ее физическими формфакторами, через которые сечения выражаются наиболее просто из-за отсутствия интерференции между ними.

Матричный элемент, соответствующий рассматриваемому процессу (1) в однофотонном приближении (рис. 1), имеет вид[1]

$$M_{if} = -i\,(2\pi)^4\,\frac{e^2}{q^2}\,\frac{m}{(4k_{10}k_{20}\omega_1\omega_2)^{1/2}}\,[\overline{v}\,(-\vec{k}_2)\,\gamma_\mu\,u\,(\vec{k}_1)] \langle q_1 q_2\,|J_\mu|\,0\rangle$$
$$\delta\,(k_1 + k_2 - q_1 - q_2), \tag{2}$$

где в качестве электромагнитной вершины для спина 2 берется выражение

$$\langle q_1 q_2\,|J_\mu|\,0\rangle = \epsilon^{(\lambda_1)*}_{\alpha_1\alpha_2}\,(\vec{q}_1)\,\Gamma_\mu^{\alpha_1\alpha_2,\,\beta_1\beta_2}\,(\epsilon^{(\lambda_2)}_{\beta_1\beta_2}\,(-\vec{q}_2))^*. \tag{3}$$

---

[1] В работе используется система единиц $c = \hbar = 1$, $\alpha = e^2/4\pi = 1/137$ и метрика $(ab) = \vec{a}\,\vec{b} - a_0 b_0$, $a_\mu = (\vec{a},\ ia_0)$.

Здесь m — масса электрона, $\epsilon^{(\lambda_1)*}_{\alpha_1\alpha_2}(\vec{q}_1)$ и $(\epsilon^{(\lambda_2)}_{\beta_1\beta_2}(-\vec{q}_2))^*$ — соответственно тензоры поляризации образованных частицы и античастицы со спином 2, λ_1 и λ_2 — их спиральности; связь амплитуды $\epsilon^*_{\alpha_1\alpha_2}$ с комплексно сопряженной амплитудой $(\epsilon_{\alpha_1\alpha_2})^*$ дается соотношением

$$\epsilon^*_{\alpha_1\alpha_2}=(-1)^l\,(\epsilon_{\alpha_1\alpha_2})^*, \tag{4}$$

где l — число индексов 4 среди данных значений α_1 и α_3.

Известно, что электромагнитная вершина частиц со спином s опи-

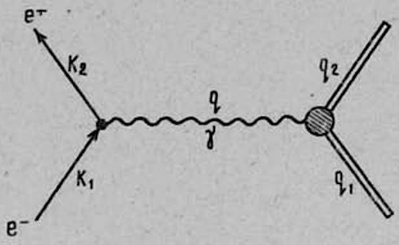


Рис. 1.

сывается $2s+1$ C — и P — четными мультиполями. В рассматриваемом случае $s=2$ независимых комбинаций будет пять. В качестве вершинного оператора $\Gamma^{\alpha_1\alpha_2,\,\beta_1\beta_2}_{\mu}$ будем брать выражение, приведенное в работе [4], которое для спина 2 записывается в виде

$$\Gamma^{\alpha_1\alpha_2,\,\beta_1\beta_2}_{\mu}=p_\mu\Big[\delta_{\alpha_1\beta_1}\delta_{\alpha_2\beta_2}F_0(q^2)+\frac{1}{2M^2}q_{\alpha_1}q_{\beta_1}\delta_{\alpha_2\beta_2}F_2(q^2)+$$

$$+\frac{1}{4M^4}q_{\alpha_1}q_{\alpha_2}q_{\beta_1}q_{\beta_2}F_4(q^2)\Big]+q_\gamma\ I^{\alpha_1\beta_1}_{\gamma\mu}\Big[\delta_{\alpha_2\beta_2}F_1(q^2)+\frac{1}{2M^2}q_{\alpha_2}q_{\beta_2}F_3(q^2)\Big] \tag{5}$$

Здесь M — масса конечных частиц,

$$q=k_1+k_2=q_1+q_2,\ p=q_1-q_2, \tag{6}$$

$F_0,\cdots,F_4$ — „инвариантные“ формфакторы частицы со спином 2 во времениподобной области передаваемых импульсов $q^2\leqslant-4M^2$,

$$I^{\alpha\beta}_{\gamma\mu}=\delta_{\alpha\mu}\delta_{\beta\gamma}-\delta_{\alpha\gamma}\delta_{\beta\mu}. \tag{7}$$

Воспользовавшись следующими выражениями для матриц плотности электрона и позитрона

$$P^{(+)}(k_1)=\frac{1}{4m}(1-i\,\hat{a}_1\gamma_5)(m-i\hat{k}_1)\gamma_4,$$

$$P^{(-)}(k_2)=-\frac{1}{4m}(1-i\hat{a}_2\gamma_5)\ (m+i\hat{k}_2)\gamma_4, \tag{8}$$

где a_1 и a_2 — 4-векторы поляризаций этих частиц, и произведя суммирование по поляризациям конечных частиц, представим дифференциальное сечение процесса (1) в произвольной системе координат в виде

$$d\sigma = \frac{1}{8}\alpha^2 \frac{|\vec{q}_1|}{\omega_2 q^4}(-q^2k^2)^{-1/2} A_{\mu\nu} B_{\mu\nu} \left|\frac{dE_f}{d\omega_1}\right|^{-1} d\Omega. \tag{9}$$

Тензор $A_{\mu\nu}$, соответствующий лептонной вершине, выражается так:

$$A_{\mu\nu} = 2\{[1+(a_1a_2)](q^2\delta_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu + k_\mu k_\nu) - q^2(a_{1\mu}a_{2\nu} + a_{2\mu}a_{1\nu}) - 2(a_1k_2)\times$$
$$\times (a_2k_1)\delta_{\mu\nu} + 2(a_1k_2)(a_{2\mu}k_{1\nu} + a_{2\nu}k_{1\mu}) + 2(a_2k_1)(a_{1\mu}k_{2\nu} + a_{1\nu}k_{2\mu}) +$$
$$+2m(a_{1\alpha} + a_{2\alpha})q_\beta e_{\alpha\beta\mu\nu}\}, \tag{10}$$

где

$$k = k_1 - k_2.$$

Нетрудно убедиться, что тензор $A_{\mu\nu}$ удовлетворяет требованию сохранения тока в вершине

$$q_\mu A_{\mu\nu} = q_\nu A_{\mu\nu} = 0. \tag{11}$$

Тензор $B_{\mu\nu}$ соответствует электромагнитной вершине для спина 2 и имеет вид

$$B_{\mu\nu} = -\sum_{\lambda_1,\lambda_2}[\epsilon^{(\lambda_1)*}_{\alpha_1\alpha_2}(\vec{q}_1)\,\Gamma^{\alpha_1\alpha_2,\,\beta_1\beta_2}_{\mu}(\epsilon^{(\lambda_2)}_{\beta_1\beta_2}(-\vec{q}_2))^*][\epsilon^{(\lambda_1)}_{\rho_1\rho_2}(\vec{q}_1)\widetilde{\Gamma}^{\rho_1\rho_2\,\sigma_1,\,\sigma_2}_{\nu}(\epsilon^{(\lambda_2)*}_{\sigma_1\sigma_2}(-\vec{q}_2))^*], \tag{12}$$

где

$$\widetilde{\Gamma}^{\rho_1\rho_2,\,\sigma_1\sigma_2}_{\nu} = p_\nu\left[\delta_{\rho_1\sigma_1}\delta_{\rho_2\sigma_2}F_0^*(q^2) + \frac{1}{2M^2}q_{\rho_1}q_{\sigma_1}\delta_{\rho_2\sigma_2}F_2^*(q^2) + \right.$$
$$\left. + \frac{1}{4M^4}q_{\rho_1}q_{\rho_2}q_{\sigma_1}q_{\sigma_2}F_4^*(q^2)\right] + q_\delta I^{\rho_1\sigma_1}_{\delta\nu}\left[\delta_{\rho_2\sigma_2}F_1^*(q^2) + \frac{1}{2M^2}q_{\rho_2}q_{\sigma_2}F_3^*(q^2)\right]. \tag{13}$$

Легко видеть, что тензор $B_{\mu\nu}$ также удовлетворяет требованию сохранения тока

$$q_\mu B_{\mu\nu} = q_\nu B_{\mu\nu} = 0. \tag{14}$$

Произведя в выражении (12) суммирование по поляризациям частиц со спином 2 согласно формуле

$$\sum_{\lambda_1}\epsilon^{(\lambda_1)*}_{\alpha_1\alpha_2}(\vec{q})\,\epsilon^{(\lambda_1)}_{\rho_1\rho_2}(\vec{q}) = \sum_{\lambda_2}(\epsilon^{(\lambda_2)*}_{\alpha_1\alpha_2}(-\vec{q})\,\epsilon^{(\lambda_2)}_{\rho_1\rho_2}(-\vec{q}))^* = -\frac{1}{3}\delta_{\alpha_1\alpha_2}\delta_{\rho_1\rho_2} +$$
$$+\frac{1}{2}(\delta_{\alpha_1\rho_1}\delta_{\alpha_2\rho_2} + \delta_{\alpha_1\rho_2}\delta_{\alpha_2\rho_1}) + \frac{1}{2M^2}(\delta_{\alpha_1\rho_1}q_{\alpha_2}q_{\rho_2} + \delta_{\alpha_1\rho_2}q_{\alpha_2}q_{\rho_1} + \delta_{\alpha_2\rho_1}q_{\alpha_1}q_{\rho_2} + \tag{15}$$
$$+\delta_{\alpha_2\rho_2}q_{\alpha_1}q_{\rho_1}) - \frac{1}{3M^2}(\delta_{\alpha_1\alpha_2}q_{\rho_1}q_{\rho_2} + \delta_{\rho_1\rho_2}q_{\alpha_1}q_{\alpha_2}) + \frac{2}{3M^4}q_{\alpha_1}q_{\alpha_2}q_{\rho_1}q_{\rho_2},$$

после довольно громоздких выкладок для $B_{\mu\nu}$ получаем

$$B_{\mu\nu} = B_1(q^2\delta_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu) + B_2 p_\mu p_\nu, \tag{16}$$

где B_1 и B_2 представляют собой следующие комбинации формфакторов:

$$B_1 = (\lambda - 1)\left(|F_1|^2 + \frac{1}{6}|(3-4\lambda)F_1 - 4\lambda(1-\lambda)F_3|^2\right),$$

$$B_2 = -2|F_0|^2 + \lambda|F_1|^2 - 2|(1-2\lambda)F_0 - \lambda[F_1 + (1-\lambda)F_2]|^2 +$$

$$+\frac{1}{6}\lambda|(3-4\lambda)F_1-4\lambda(1-\lambda)F_3|^2-\frac{1}{9}|[1+2(1-2\lambda)^2]F_0-$$

$$-4\lambda(1-2\lambda)[F_1+(1-\lambda)F_2]+8\lambda^2(1-\lambda)[F_3+(1-\lambda)F_4]|^2,$$

а параметр λ есть

$$\lambda=-\frac{q^2}{4M^2}\cdot$$

Подставляя выражения (10) и (16) в (9), для дифференциального сечения получаем

$$d\sigma=\frac{1}{4}\alpha^2\frac{|\vec{q}_1|}{\omega_2 q^4}(-q^2k^2)^{-1/2}\{2q^2(q^2-2m^2[1+(a_1a_2)])B_1+$$

$$+([q^2p^2+(kp)^2][1+(a_1a_2)]-2q^2(a_1p)(a_2p)-2p^2(a_1k_2)(a_2k_1)+ \tag{18}$$

$$+4(a_1p)(a_2k_1)(k_2p)+4(a_1k_2)(a_2p)(k_1p))B_2\}\left|\frac{dE_f}{d\omega_1}\right|^{-1}d\Omega.$$

Прежде чем выписать сечение в с.ц.м., удобно выразить B_1 и B_2 через физические формфакторы частицы со спином 2.

Перейдем к установлению связи между инвариантными формфакторами, входящими в выражение (5), и физическими формфакторами с с помощью метода, изложенного в работе [5]. Для этого рассмотрим матричный элемент электромагнитного тока частиц со спином 2:

$$<q_1,\lambda_1|J_\mu|q_2,\lambda_2>=\frac{1}{(4\omega_1\omega_2)^{1/2}}\in^{(\lambda_1)*}_{\alpha_1\alpha_2}(\vec{q}_1)\Gamma_\mu^{\alpha_1\alpha_2,\beta_1\beta_2}\in^{(\lambda_2)}_{\beta_1\beta_2}(\vec{q}_2), \tag{19}$$

где вершинная функция $\Gamma_\mu^{\alpha_1\alpha_2,\beta_1\beta_2}$ задается формулой (5), в которой нужно положить

$$q=q_1-q_2,\ p=q_1+q_2. \tag{20}$$

Удобно перейти к брейтовской системе координат, где матричный элемент тока имеет вид

$$<q_1,\lambda_1|J_\mu|q_2,\lambda_2>=\frac{1}{2\omega}\in^{(\lambda_1)*}_{\alpha_1\alpha_2}\left(\frac{\vec{q}}{2}\right)\Gamma_\mu^{\alpha_1\alpha_2,\beta_1\beta_2}\in^{(\lambda_2)}_{\beta_1\beta_2}\left(-\frac{\vec{q}}{2}\right)\cdot \tag{21}$$

Направив импульс $\vec{q}$ вдоль оси z, для отличных от нуля матричных элементов компонент тока J_0 и $J_+=\frac{1}{\sqrt{2}}(J_1+iJ_2)$ получаем

$$<2|J_0|2>=<-2|J_0|-2>=F_0,$$

$$<1|J_0|1>=<-1|J_0|-1>=(1-2\lambda)F_0-\lambda[F_1+(1-\lambda)F_2],$$

$$<0|J_0|0>=\frac{1}{3}\{[1+2(1-2\lambda)^2]F_0-4\lambda(1-2\lambda)[F_1+(1-\lambda)F_2]+$$

$$+8\lambda^2(1-\lambda)[F_3+(1-\lambda)F_4]\},$$

$$<2|J_+|1>=<-1|J_+|-2>=-\sqrt{-\frac{\lambda}{2}}F_1,$$

$$\langle 1 | J_+ | 0 \rangle = \langle 0 | J_+ | -1 \rangle = -\frac{1}{2}\sqrt{-\frac{\lambda}{3}}\left[(3-4\lambda) F_1 - 4\lambda (1-\lambda) F_3\right]. \tag{22}$$

С другой стороны, как показано в работе [5], компонента тока J_0 выражается только через электрические формфакторы частицы, а компоненты $J_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(J_1 \pm iJ_2)$ только через магнитные формфакторы. Для спина 2 имеем

$$\begin{gathered} J_0 = G_0 T_0^0 + \frac{2}{3}\lambda G_2 T_2^0 + \frac{16}{105}\lambda^2 G_4 T_4^0, \\ J_+ = \frac{q}{2M}\left(G_1 T_1^1 + \frac{4}{5}\lambda G_3 T_3^1\right), \end{gathered} \tag{23}$$

где $G_0, \cdots, G_4$ являются функциями от q^2 и представляют собой физические формфакторы частицы со спином 2, нормированные следующим образом:

$G_0(0)$ — электрический заряд в единицах e,

$G_1(0)$ — дипольный магнитный момент в единицах $\frac{e}{2M}$,

$G_2(0)$ — квадрупольный электрический момент в единицах $\frac{e}{M^2}$,

$G_3(0)$ — октупольный магнитный момент в единицах $\frac{e}{2M^3}$,

$G_4(0)$ — шестнадцатипольный электрический момент в единицах $\frac{e}{M^4}$.

T_L^M представляют собой матрицы, элементы которых выражаются через $3j$-символы Вигнера по формуле

$$\langle \lambda_1 | T_L^{M} | \lambda_2 \rangle = (-1)^{\lambda_1} \frac{\begin{pmatrix} 2 & L & 2 \\ -\lambda_1 & M & \lambda_2 \end{pmatrix}}{\begin{pmatrix} 2 & L & 2 \\ -2 & 0 & 2 \end{pmatrix}}. \tag{24}$$

Сравнение матричных элементов, взятых от компонент тока (23), с соответствующими выражениями (22) дает следующие соотношения между физическими и инвариантными формфакторами:

$$\begin{gathered} F_0 = G_0 + \frac{2}{3}\lambda G_2 + \frac{16}{105}\lambda^2 G_4, \\ F_1 = G_1 + \frac{4}{5}\lambda\sqrt{6}\, G_3, \\ (3-4\lambda) F_1 - 4\lambda(1-\lambda) F_3 = 3G_1 - \frac{8}{5}\lambda\sqrt{6}\, G_3, \\ (1-2\lambda) F_0 - \lambda\left[F_2 + (1-\lambda) F_2\right] = G_0 - \frac{1}{3}\lambda G_2 - \frac{64}{105}\lambda^2 G_4, \end{gathered} \tag{25}$$

$$[1+2(1-2\lambda)^2]F_0-4\lambda(1-2\lambda)[F_1+(1-\lambda)F_2]+8\lambda^2(1-\lambda)[F_3+(1-\lambda)F_4]=$$
$$=3G_0-2\lambda G_2+\frac{96}{35}\lambda^2 G_4.$$

Разрешив систему (25) относительно физических формфакторов, получаем

$$G_0=\left(1-\frac{2}{3}\lambda\right)F_0-\frac{2}{3}\lambda F+\frac{16}{45}\lambda^2 G_4,$$
$$G_1=F_1-\frac{4}{5}\lambda\sqrt{6}\,G_3,$$
$$G_2=F_0+F-\frac{16}{21}\lambda G_4, \tag{26}$$
$$\sqrt{6}\,G_3=F_1+(1-\lambda)F_3,$$
$$G_4=\frac{3}{2}\{F+(1-\lambda)[F_3+(1-\lambda)F_4]\},$$

где

$$F\equiv F_0+F_1+(1-\lambda)F_2.$$

Соотношения (25) и (26) получены в пространственноподобной области передаваемых импульсов $q^2\geqslant 0$, $\lambda\leqslant 0$. Очевидно, что те же соотношения имеют место и во времениподобной области, где $q^2\leqslant -4M^2$, $\lambda\geqslant 1$.

Подставляя выражения (25) в (17), для функций B_1 и B_2, выраженных через физические формфакторы, получаем

$$B_1=\frac{5}{2}(\lambda-1)\left[\,|G_1|^2+\left(\frac{8}{5}\lambda\right)^2|G_3|^2\,\right],$$
$$-B_2=5|G_0|^2+\frac{14}{9}\lambda^2|G_2|^2+\frac{512}{315}\lambda^4|G_4|^2-\frac{\lambda}{\lambda-1}B_1. \tag{27}$$

Как и ожидалось, интерференционных членов между физическими формфакторами не возникает.

Выпишем теперь выражение для сечения процесса (1) в с.ц.м., в котором пренебрежено массой электрона,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\frac{d\sigma_0}{d\Omega}+\frac{1}{8}\alpha^2\frac{\beta^3}{W^2}\{2\lambda v_l v_k D_1-$$
$$-[\sin^2\theta\delta_{lk}-2(n_l-\cos\theta v_l)(n_k-\cos\theta v_k)]B_2\}\varsigma_{1l}\varsigma_{2k}, \tag{28}$$

где

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega}=\frac{1}{8}\alpha^2\frac{\beta^3}{W^2}[(1+\cos^2\theta)\lambda D_1+\sin^2\theta D_2] \tag{29}$$

представляет собой сечение с неполяризованными начальными частицами, а D_1 и D_2 есть

$$D_1=\frac{5}{2}\left[\,|G_1|^2+\left(\frac{8}{5}\lambda\right)^2|G_3|^2\,\right], \tag{30}$$

$$D_2 = 5\,|G_0|^2 + \frac{14}{9}\lambda^2\,|G_2|^2 + \frac{512}{315}\lambda^4\,|G_4|^2. \tag{30}$$

Здесь используются следующие обозначения: W — полная энергия реакции, β — скорость образующихся частиц, $\vec{v}$ и $\vec{n}$ — соответственно единичные векторы в направлении импульсов электрона и частицы со спином 2, θ — угол между ними, $\vec{\varsigma}_1$ и $\vec{\varsigma}_2$ — векторы поляризации электрона и позитрона в их системе покоя, $\lambda = \frac{W^2}{4M^2}$.

Из выражения (28) видно, что наличие возможной поляризации у начальных частиц приводит к значительному отличию сечения от случая неполяризованных лептонов, однако при этом новых комбинаций формфакторов не возникает.

Рассмотрим некоторые частные случаи формулы (28). В случае поперечных поляризаций начальных частиц имеем

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} - \frac{1}{8}\alpha^2\frac{\beta^3}{W^2}\left(\sin^2\theta\,\delta_{lk} - 2n_l n_k\right)\varsigma_{1l}\,\varsigma_{2k}\,B_2. \tag{31}$$

Если при этом $\vec{\varsigma}_1$ и $\vec{\varsigma}_2$ параллельны или антипараллельны, то

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{8}\alpha^2\frac{\beta^3}{W^2}\left[2\lambda D_1 - \sin^2\theta\,(1 \pm \varsigma_1\varsigma_2\cos 2\gamma)\,B_2\right], \tag{32}$$

где γ — угол между плоскостью реакции и плоскостью, перпендикулярной $\vec{\varsigma}_1$.

В случае полных поперечных поляризаций, когда $\vec{\varsigma}_1$ и $\vec{\varsigma}_2$ параллельны и лежат в плоскости реакции, а также когда $\vec{\varsigma}_1$ и $\vec{\varsigma}_2$ антипараллельны и перпендикулярны к плоскости реакции, $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ не зависит от угла θ и определяется только магнитными формфакторами частицы

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{16}\alpha^2\frac{\beta^3}{M^2}D_1. \tag{33}$$

Если осуществляются обратные указанным комбинации, то

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4}\alpha^2\frac{\beta^3}{W^2}\left(\cos^2\theta\lambda D_1 + \sin^2\theta D_2\right) \tag{34}$$

и при значении $\theta = \frac{\pi}{2}$ сечение определяется только зарядовыми формфакторами.

В случае продольных поляризаций начальных частиц

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (1 \pm \varsigma_1\varsigma_2)\,\frac{d\sigma_0}{d\Omega}, \tag{35}$$

где верхний знак соответствует параллельным $\vec{\zeta}_1$ и $\vec{\zeta}_2$, а нижний—антипараллельным. При $\zeta_1 = \zeta_2 = 1$ получаем известный результат [6].

В заключение приведем выражение для сечения, усредненного по поляризациям начальных частиц и проинтегрированного по углам,

$$\sigma_0 = \frac{\pi}{3}\alpha^2\frac{\beta^3}{W^2}(2\lambda D_1 + D_2). \tag{36}$$

Автор выражает благодарность С. Г. Матиняну за постоянное внимание к работе.

Ереванский физический институт Поступила 18.IV.1968

ЛИТЕРАТУРА

1. *N. Cabibbo, R. Gatto,* Phys. Rev., 124, 1577 (1961).
2. *В. Н. Байер, В. С. Фадин,* ДАН СССР, 161, 74 (1965).
3. *Ю. Г. Шахназарян,* ЯФ, 7, 385 (1968).
4. *M. Gourdin, J. Micheli,* Nuovo Cimento, 40 A, 225 (1965).
5. *M. Gourdin,* Nuovo Cimento, 36, 129 (1965).
6. *Я. Б. Зельдович,* ЖЭТФ, 41, 912 (1961).

ՍՊԻՆ 2 ՈՒՆԵՑՈՂ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԶՈՒՅԳԻ ԳՈՅԱՑՈՒՄԸ ԷԼԵԿՏՐՈՆ—ՊՈԶԻՏՐՈՆԱՅԻՆ ՀԱՆԴԻՊԱԿԱՑ ՓՆՋԵՐՈՒՄ

Յու. Գ. ՇԱՀՆԱԶԱՐՅԱՆ

Տեսականորեն դիտված է սպին 2 ունեցող մասնիկների գոյացումը էլեկտրոն-պոզիտրոնային զույգի ոչնչացման ժամանակ։ Ստացված է դիֆերենցիալ կտրվածքի արտահայտությունը կամայականորեն բևեռացած լեպտոնների համար։ Դիտված են նաև սկզբնական զույգի բևեռացման մի քանի մասնավոր դեպքեր։ Սպին 2 ունեցող մասնիկների համար ստացված են առնչություններ «ինվարիանտ» և ֆիզիկական ֆորմֆակտորների միջև։

PRODUCTION OF A PAIR OF PARTICLES WITH THE SPIN 2 IN COLLIDING ELECTRON-POSITRON BEAMS

Yu. G. SHAKHNAZARIAN

The production of particles with spin 2 in the annihilation of electron-positron pair is theoretically considered. Expression for the differential cross-section in the general case of arbitrarily polarized leptons is obtained. Some particular cases of initial pair polarizations are considered also. Relations between the „invariant“ and physical form factors of the particles with spin 2 are obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 3, 408—419 (1968)

О МАГНИТНЫХ МОМЕНТАХ БАРИОНОВ В СХЕМЕ $SU(6)$ СИММЕТРИИ

В. А. ДЖРБАШЯН

Магнитная восприимчивость протона, которая связана с квадратом магнитного момента, рассмотрена в ненарушенной симметрии SU (6).

При измерении этой величины также проявляется несогласованность с экспериментом значения магнитного момента перехода, предсказываемого SU (6) симметрией, ранее замеченная при рассмотрении других эффектов.

1. Введение

Бег и др. [1] и Сакита [2] впервые отметили полезность использования группы $SU(6)$ для определения манитных моментов барионов. Они сконтруировали эффективный электромагнитный ток из тензоров, описывающих представление $\underline{56}$ группы $SU(6)$ и разложенных по представлениям группы $SU(3) \times SU(2)$. Отсюда они получили ряд соотношений между магнитными моментами барионов, предполагая, что оператор магнитного момента преобразуется как $(\underline{8,3})$ член представления $\underline{35}$. Одно из этих соотношений, касающееся отношения магнитных моментов нейтрона и протона, согласуется с результатами измерений. В то время как для другого, поддающегося экспериментальному исследованию предсказания, касающегося магнитного момента перехода $\langle p|M|N^{*+}\rangle$, согласия нет [3, 4].

В параграфе 2 настоящей статьи выведены соотношения для магнитных моментов барионного 56-плета с использованием теоремы Вигнера—Эккарта с коэффициентами Клебша—Гордана $SU(6)$. Часть из них совпадает с приведенными в исправленном виде в обзоре Пайса [5] результатами работ [1, 2]. С другой стороны, для четырех магнитных моментов перехода получены значения, отличающиеся знаком от известных [1, 2, 5].

Для абсолютного значения одного из них, отмеченного выше $\langle p|M|N^{*+}\rangle$, данные [4] из фотообразования пиона на протоне и электророждения не являются единственными противоречащими.

В параграфе 3 указана физическая величина — магнитная восприимчивость протона, результат [6,7] измерения которой также не согласуется с предсказанием $SU(6)$ для $\langle p|M|N^{*+}\rangle$. Естественно, ситуация удовлетворительна в схеме $SU(3)$.

Магнитная восприимчивость частицы пропорциональна квадрату магнитного момента в первом неисчезающем приближении. В связи с этим в параграфе 4 вычислены квадраты магнитных моментов барионов, заполняющих несводимое представление $\underline{56}$ группы $SU(6)$.

В параграфе 5 получены свойства симметрии коэффициентов К.Г. $SU(6)$ и унитарных скалярных факторов и на этой основе уточнены имеющиеся в литературе некоторые табличные значения этих величин.

2. Соотношения для магнитных моментов барионов

В качестве оператора магнитного момента M_q в $SU(6)$ принимается выражение

$$M_q = T^{35}_{8,3;\, q,\, 010} + \frac{1}{\sqrt{3}} T^{35}_{8,3;\, q,000}\,, \tag{2.1}$$

где $T^{\lambda}_{\mu,\, \sigma;\, q,\, YII_z}$ есть оператор с размерностями несводимых представлений $SU(6)$, $SU(3)$ и $SU(2)$, равными λ, μ, σ соответственно.

Величины Y, I, I_z представляют [8] квантовые числа $SU(3)$, а число q связано с проекциями спина так, что

$$M_0 = M_z, \tag{2.2}$$

$$M_{\pm 1} = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (M_x \pm iM_y). \tag{2.3}$$

Из выбора M_q в виде (2.1) при использовании теоремы Вигнера-Эккарта с коэффициентами К. Г. $SU(6)$, которые обсуждены в параграфе 5, вытекают соотношения для магнитных моментов μ_B барионного 56-плета. Именно, понимая под μ_B диагональный матричный элемент оператора между состояниями с максимальной проекцией спина m, например, $\mu_p = \langle p, m = \frac{1}{2} | M_0 | p, m = \frac{1}{2} \rangle$, наряду с известными соотношениями Колемана и Глешоу [9] для барионного октета из (2.1) получается дополнительно

$$\mu_n/\mu_p = -\frac{2}{3}, \tag{2.4}$$

что находится в согласии с экспериментом. Для магнитных моментов барионного декуплета со спином 3/2 из (2.1) следует выражение

$$\mu_{10} = Q\mu_p, \tag{2.5}$$

которое, как и (2.4), первоначально выведено тензорным методом [1,2] и в модели кварков [10].

Обозначая

$$\langle B_8, m = \frac{1}{2} | M_0 | B_{10}, m = \frac{1}{2} \rangle \equiv \langle B_8 | M | B_{10} \rangle,$$

для отличных от нуля недиагональных матричных элементов между компонентами декуплета и октета из (2.1) будем иметь

$$-\langle p | M | N^{*+} \rangle = \langle \Sigma^+ | M | Y^{*+} \rangle = -\langle n | M | N^{*0} \rangle =$$
$$= -\frac{2}{\sqrt{3}} \langle \Lambda | M | Y^{*0} \rangle = 2 \langle \Sigma^0 | M | Y^{*0} \rangle = \langle \Xi^0 | M | \Xi^{*0} \rangle = \frac{2}{3} \sqrt{2}\, \mu_p, \tag{2.6}$$

$$<\Sigma^-|M|Y^{*-}> = <\Xi^-|M|\Xi^{*-}> = 0. \tag{2.7}$$

Первые 4 момента перехода уравнений (2.6) отличаются от приведенных в обзоре Пайса (5) знаком, а от полученных в работе [1], кроме того, степенью -1 коэффициента перед $<\Lambda|M|Y^{*0}>$. Причем эта разница обусловлена лишь входящими в состав коэффициентов К. Г. $SU(6)$ коэффициентами К. Г. $SU(3)$, для которых в настоящей статье использованы не вызывающие сомнения значения, приведенные Мак Неими и Чилтон [8].

Остальные моменты перехода уравнений (2.6), а также уравнений (2.7) совпадают с известными [5].

3. Магнитная восприимчивость протона и несогласованность с экспериментом магнитного момента перехода

Величина $<p|M|N^{*+}>$ была оценена из данных фотообразования пиона на протоне в области 33 резонанса. Бег и др. [1] из анализа данных Гурдина и Салина [3] получили

$$|<p|M|N^{*+}>| \cong 1{,}6\ (2\sqrt{2}/3)\ \mu_p, \tag{3.1}$$

что согласно уравнениям (2.6) соответствует сечению в 2,5 раза большему, чем предсказывает $SU(6)$. Позднее Далиц и Сутерленд [4] получили значение, более близкое к предсказанию $SU(6)$:

$$|<p|M|N^{*+}>| = (1,28 \pm 0,02)\ (2\sqrt{2}/3)\ \mu_p. \tag{3.2}$$

Однако, если учесть, что согласно их расчетам взаимодействие, нарушающее симметрию $SU(6)$, приводит к уменьшению теоретического значения $|<p|\,|M|\,N^{*+}>|$ до 0,79 $(2\sqrt{2}/3)\ \mu_p$, то экспериментальное сечение остается опять примерно в 2,5 раза больше предсказываемого теорией.

Кроме того, они показали, что аналогичная ситуация имеет место для данных электророждения, обусловленного также $<p|M|N^{*+}>$.

В этом параграфе мы остановимся на одном эффекте, где также проявляется несогласованность с экспериментом предсказываемого $SU(6)$ симметрией магнитного момента перехода.

Речь идет об измеренной на эксперименте величине—магнитной восприимчивости протона.

Магнитная восприимчивость χ по определению [11] есть отношение проекции магнитного момента единицы объема к напряженности поля H

$$\chi = \frac{N}{H} <M_z>. \tag{3.3}$$

Среднее значение проекции магнитного момента частицы $<M_z>$ может быть вычислено исходя из общей формулы [12, 13] для произвольной наблюдаемой O. Когда мы имеем дело со статистическими ансамблями,

$$\langle O \rangle = Tr\,[O\rho]/Tr\,[\rho], \tag{3.4}$$

где матрица плотности ρ для системы в тепловом равновесии при температуре T дается посредством

$$\rho = \exp[-W/kT]. \tag{3.5}$$

Здесь в качестве W мы должны подставить часть полного гамильтониана системы, зависящую от тех же квантовых чисел, что и O.

В случае интересующей нас величины $\langle M_z \rangle$ оператор W равен

$$W = -M_z H. \tag{3.6}$$

Ниже, прежде чем рассмотреть величину χ в схеме $SU(6)$, мы воспроизведем краткий квантовомеханический вывод известной формулы Ланжевена [14]

$$\chi = \frac{J(J+1)(\mu_b/J)^2}{3kT} N, \tag{3.7}$$

которая была получена, используя представления о магнитном моменте, принятые до $SU(6)$. По этим представлениям [15] вектор $\mathbf{M}_b$ магнитного момента частицы B со спином $\mathbf{J}$ можно написать в виде

$$\mathbf{M}_b = (\mu_b/J)\,\mathbf{J}. \tag{3.8}$$

Из уравнений (3.3—3.6) и (3.8), введя обозначение $a = \mu_b H/JkT$, для χ в первом неисчезающем приближении получим

$$\chi = \frac{NkT \sum\limits_m am \exp[am]}{H^2 \sum\limits_m \exp[am]} \cong \frac{NkT \sum\limits_m am\,(1+am)}{H^2 \sum\limits_m (1+am)} =$$

$$= \frac{NkTa^2 \sum\limits_m m^2}{H^2 \sum\limits_m 1} = \frac{NkT\,a^2\,\frac{1}{3} J(J+1)(2J+1)}{H^2\,(2J+1)}. \tag{3.9}$$

Нетрудно убедиться, что, в итоге, в уравнениях (3.9) мы пришли к формуле (3.7).

С целью получения формулы, заменяющей в $SU(6)$ это выражение Ланжевена для закона Кюри, в качестве M_z в (3.6) мы должны подставить оператор проекции магнитного момента в $SU(6)$. Этот оператор дается уравнениями (2.2) и (2.1).

Заметим, что оператор W в (3.5), вообще говоря, наряду с диагональными может иметь также недиагональные матричные элементы, которые дадут* вклад в (3.4). Ограничиваясь пока рассмотрением магнитной восприимчивости протона, нетрудно видеть, что с таким общим случаем мы имеем дело в схеме $SU(6)$, согласно которой не все недиагональные элементы оператора M_z в (3.6) равны нулю.

* Такая ситуация имеет место, например, в случае поляризации ядер через сверхтонную связь [13, 16].

Из уравнений (3.3) и (3.4) следует выражение для магнитной восприимчивости протона

$$\chi_p = \frac{N \sum\limits_m < p, m | M_z \rho | p, m >}{H \sum\limits_m < p, m | \rho | p, m >}. \tag{3.10}$$

Используя уравнения (3.5) и (3.6), в первом приближении мы найдем

$$\sum_m < p, m | \rho | p, m > \cong \sum_m < p, m \left| 1 + \frac{H}{kT} M_z \right| p, m > = 2. \tag{3.11}$$

Соответственно

$$\sum_m < p, m | M_z \rho | p, m > \cong \sum_m < p, m \left| M_z \left(1 + \frac{H}{kT} M_z \right) \right| p, m > =$$

$$= \frac{H}{kT} \sum_m < p, m | M_z^2 | p, m > = \frac{H}{kT} \Big\{ \sum_{mm'} [< p, m | M_z | p, m' > \times \tag{3.12}$$

$$\times < p, m' | M_z | p, m > + < p, m | M_z | N^{*+}, m' > < N^{*+}, m' | M_z | p, m >] \Big\}.$$

При вычислении матричного элемента квадрата оператора проекции магнитного момента в (3.12) в качестве промежуточных состояний должна быть подставлена полная система функций.

Поскольку нами рассматривается протон в представлении $\underline{56}$ группы $SU(6)$, то в качестве промежуточных состояний должны быть подставлены все 56 функций, из которых отличный от нуля вклад дают одно состояние протона и одно состояние резонанса N^{*+} с проекцией спина $m' = m$.

Подставляя значения матричных элементов магнитного момента согласно теореме Вигнера—Эккарта (5.1) в (3.12), для левой части последнего с точностью до первого неисчезающего приближения получим

$$\sum_m < p, m | M_z \rho | p, m > = \frac{H}{kT} \Big\{ \sum_{mm'} \Big[\sqrt{3}\, \mu_p < \frac{1}{2} m', 10 \left| \frac{1}{2} m \right> \times$$

$$\times \sqrt{3}\, \mu_p < \frac{1}{2} m, 10 \left| \frac{1}{2} m' \right> + 2 \sqrt{\frac{2}{3}}\, \mu_p < \frac{3}{2} m', 10 \left| \frac{1}{2} m \right> \times$$

$$\times \left(- \frac{2}{\sqrt{3}} \mu_p \right) < \frac{1}{2} m, 10 \left| \frac{3}{2} m' \right> \Big] \Big\} = \frac{H}{kT} \left[2\mu_p^2 + \frac{16}{9} \mu_p^2 \right] =$$

$$= \frac{34}{9} \frac{H}{kT} \mu_p^2. \tag{3.13}$$

Уравнение (3.13) вместе с (3.10) и (3.11) дает нам значение магнитной восприимчивости протона в схеме $SU(6)$

$$\chi_p = \frac{(17/3)\, \mu_p^2}{3kT} N. \tag{3.14}$$

Выражение (3.14) отличается от значения, которое дает формула Ланжевена (3.7) для протона, коэффициентом 17/9.

Как нетрудно видеть из (3·13), это отличие целиком обусловлено значением магнитного момента перехода, предсказываемым $SU(6)$ симметрией. В схеме* $SU(3)$, например, где величина $\langle p, m|M_z|N^{*+}, m\rangle$ не имеет отношения к величине $\langle p, m|M_z|p, m\rangle \equiv 2m\mu_p$, отличия от значения (3·7) для протона не будет.

Как показывает результат [6,7] измерения ядерной парамагнитной восприимчивости водорода при очень низких температурах, в природе реализуется формула Ланжевена (3·7), а не предсказание $SU(6)$ (3.14). Причем в качестве μ_p в этих формулах подставляется известное значение $\langle p, m=\frac{1}{2}|M_z|p, m=\frac{1}{2}\rangle$, измеренное резонансным методом молекулярных пучков, методом исследования расщепления сверхтонкой структуры и с помощью других эффектов, в которых проявляется лишь первая степень энергии взаимодействия (3·6).

4. Квадраты магнитных моментов барионов

Выражение в числителе формулы Ланжевена (3·7) есть квадрат магнитного момента по обычным представлениям (3·8), принятым в квантовой механике. Его появление обусловлено соотношением спектроскопической стабильности [17] $\overline{\cos^2\theta} = \frac{1}{3}$, связывающим средний квадрат проекции с квадратом магнитного момента.

Ниже мы покажем, что соотношение спектроскопической стабильности сохраняет свою силу и в схеме $SU(6)$, т. е. числитель в (3.14) представляет собой собственное значение квадрата оператора магнитного момента (2.1) для протона.

Квадрат магнитного момента согласно уравнениям (2.2) и (2.3) есть

$$\mathbf{M}^2 = \sum_q (-1)^q M_q M_{-q}. \tag{4.1}$$

Используя выражение (2.1), рассмотрим матричный элемент оператора (4.1), между протонными состояниями с проекциями спинов m' и m, который при $m'=m$ соответствует квадрату магнитного момента протона

$$\langle p, m'|\mathbf{M}^2|p, m\rangle = S_1 + S_2. \tag{4.2}$$

В (4.2) через S_1 обозначен чисто протонный член

$$S_1 = \sum_{qm''} (-1)^q \langle p, m'|M_q|p, m''\rangle\langle p, m''|M_{-q}|p, m\rangle, \tag{4.3}$$

в то время как S_2 есть вклад магнитного момента перехода

---

* Легко видеть, что в барионном октете $SU(3)$ лишь χ_Λ и χ_{Σ^0} будут отличаться (коэффициентом 4) от значений формулы (3.7).

$$S_2=\sum_{qm''}(-1)^q<p,\, m'\,|M_q|\,N^{*+},\, m''><N^{*+},\, m''\,|M_{-q}|\,p,\, m>. \tag{4.4}$$

Из (4.3), применяя теорему Вигнера—Эккарта (5.1), имеем

$$S_1=\sum_{qm''}(-1)^q\sqrt{3}\,\mu_p<\frac{1}{2}m'',1q\left|\frac{1}{2}m'>\sqrt{3}\,\mu_p<\frac{1}{2}m,1-q\right|\frac{1}{2}m''>=$$

$$=3\mu_p^2\sum_{qm''}<\frac{1}{2}m'',1\,q\left|\frac{1}{2}m'><\frac{1}{2}m'',1\,q\right|\frac{1}{2}m>=3\mu_p^2\,\delta_{m'm}, \tag{4.5}$$

что совпадает с обычным выражением квадрата магнитного момента следуемым из (3.8) в квантовой механике. Из (4.4) аналогично находим

$$S_2=\sum_{qm''}(-1)^q\,2\sqrt{\frac{2}{3}}\,\mu_p<\frac{3}{2}m'',1\,q\left|\frac{1}{2}m>\left(-\frac{2}{\sqrt{3}}\mu_p\right)\times\right.$$

$$\times<\frac{1}{2}m,1-q\left|\frac{3}{2}m''>=\frac{8}{3}\mu_p^2\sum_{qm''}<\frac{3}{2}m'',1\,q\right|\frac{1}{2}m'>\times$$

$$\times<\frac{3}{2}m'',1\,q\left|\frac{1}{2}m>=\frac{8}{3}\mu_p^2\delta_{m'm},\right. \tag{4.6}$$

что в сумме с выражением (4.5), согласно (4.2), дает

$$<p,\, m'\,|\mathbf{M}^2|\,p,\, m>=\frac{17}{3}\mu_p^2\delta_{m'm}. \tag{4.7}$$

Из сравнения уравнений (3.14) и (4.7) теперь непосредственно следует справедливость сделанного выше утверждения о применимости соотношения спектроскопической стабильности в $SU(6)$.

Таким образом, несогласие величины χ_p (3.14) с экспериментом означает несогласие последнего с предсказанием $SU(6)$ для квадрата магнитного момента протона.

Естественно, магнитные восприимчивости всех барионов будут получаться заменой в (3.14) величины $(17/3)\mu_p^2$ соответствующим значением квадрата магнитного момента.

Предсказания $SU(6)$ этих величин для остальных членов барионного 56-плета можно найти способом, аналогичным рассмотренному для случая протона.

Для октета имеет место

$$\frac{3}{17}<p\,|\mathbf{M}^2|\,p>=\frac{3}{17}<\Sigma^+\,|\mathbf{M}^2|\,\Sigma^+>=\frac{1}{4}<n\,|\mathbf{M}^2|\,n>=\frac{1}{4}\times$$

$$\times<\Xi^0\,|\mathbf{M}^2|\,\Xi^0>=\frac{1}{2}<\Sigma^0\,|\mathbf{M}^2|\,\Sigma^0>=\frac{3}{10}<\Lambda\,|\mathbf{M}^2|\,\Lambda>=3<\Sigma^-\,|\mathbf{M}^2|\,\Sigma^->=$$

$$=3<\Xi^-\,|\mathbf{M}^2|\,\Xi^->=-\frac{\sqrt{3}}{2}<\Sigma^0\,|\mathbf{M}^2|\,\Lambda>=\mu_p^2. \tag{4.8}$$

Для декуплета со спином 3/2 оказывается, что не только проекция [1] (2.5) магнитного момента, но и его квадрат определяется зарядом частицы Q:

$$<B_{10}|\mathbf{M}^2|B_{10}> = \left(Q^2 + \frac{2}{2}Q + \frac{4}{3}\right)\mu_p^2. \quad (4.9)$$

Для отрицательных компонент 56-плета и для N^{*++}, которые не имеют матричных элементов перехода, как легко убедиться, формула (3.8) остается в силе.

Заметим, что оператор $\mathbf{M}^2$ диагонален не только относительно проекций спина, как это следует из (4.7). Матричные элементы переходов декуплет—октет также оказываются равными нулю:

$$<B_8|\mathbf{M}^2|B_{10}> = 0. \quad (4.10)$$

5. Свойства симметрии коэффициентов Клебша—Гордана группы $SU(6)$

Теорема Вигнера—Эккарта для группы $SU(6)$ позволяет выделить в явной форме зависимость матричного элемента тензорного оператора $T^{(\lambda_2)}_{\eta_2}$ между базисными состояниями $\Phi^{(\lambda_1)}_{\eta_1}$ и $\Phi^{(\lambda)}_{\eta}$ от квантовых чисел η_1, η_2, η. В обозначениях формулы (2.1) η есть совокупность квантовых чисел μ, $\sigma = 2s+1$, s_z, Y, I, I_z, классифицирующих состояния внутри несводимого представления λ.

Согласно [18 — 20] этой теореме

$$<\Phi^{(\lambda)}_{\eta}|T^{(\lambda_2)}_{\eta_2}|\Phi^{(\lambda_1)}_{\eta_1}> = \sum_{\gamma'} <\lambda\|T^{(\lambda_2)}\|\lambda_1>_{\gamma'} \begin{pmatrix} \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda_{\gamma'} \\ \eta_1 & \eta_2 & \eta \end{pmatrix}, \quad (5.1)$$

где $<\lambda\|T^{(\lambda_2)}\|\lambda_1>_{\gamma'}$ есть приведенный матричный элемент, а $\begin{pmatrix} \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda_{\gamma'} \\ \eta_1 & \eta_2 & \eta \end{pmatrix}$ коэффициент Клебша—Гордана группы $SU(6)$. Последний равен

$$\begin{pmatrix} \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda_{\gamma'} \\ \eta_1 & \eta_2 & \eta \end{pmatrix} = \sum_{\gamma} \left(\begin{matrix} \lambda_1 & \lambda_2 \\ \mu_1\sigma_1 & \mu_2\sigma_2 \end{matrix} \middle\| \begin{matrix} \lambda_{\gamma'} \\ \mu_\gamma\sigma \end{matrix} \right) <s_1s_{1z},\ s_2s_{2z}|ss_z> \times$$

$$\times \left(\begin{matrix} \mu_1 & \mu_2 \\ Y_1I_1 & Y_2I_2 \end{matrix} \middle| \begin{matrix} \mu_\gamma \\ YI \end{matrix} \right) <I_1I_{1z},\ I_2I_{2z}|II_z>. \quad (5.2)$$

Здесь $\left(\begin{matrix} \lambda_1 & \lambda_2 \\ \mu_1\sigma_1 & \mu_2\sigma_2 \end{matrix} \middle\| \begin{matrix} \lambda_{\gamma'} \\ \mu_\gamma\sigma \end{matrix} \right)$ есть унитарный скалярный фактор, а $\left(\begin{matrix} \mu_1 & \mu_2 \\ Y_1I_1 & Y_2I_2 \end{matrix} \middle| \begin{matrix} \mu_\gamma \\ YI \end{matrix} \right)$ изоскалярный фактор, произведение которого с коэффициентом К. Г. $SU(2)$ $<I_1I_{1z}, I_2I_{2z}|II_z>$ представляет коэффициент [8] К. Г. $SU(3)$. Принимая во внимание поведение функций $\Phi^{(\lambda)}_{\eta}$ при преобразованиях [18, 21] группы $SU(6)$ и обращения времени, нетрудно получить следующие свойства симметрии*:

$$\begin{pmatrix} \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda_{\gamma'} \\ \eta_1 & \eta_2 & \eta \end{pmatrix} = \xi_1' \begin{pmatrix} \lambda_2 & \lambda_1 & \lambda_{\gamma'} \\ \eta_2 & \eta_1 & \eta \end{pmatrix}, \quad (5.3)$$

---

* Для случая (5.3а) в работе [20] приведено соотношение. Его правая часть, однако, содержит лишнюю зависимость от изоспинов.

$$\left(\begin{array}{cc||c} \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda_{\gamma'} \\ \mu_1\sigma_1 & \mu_2\sigma_2 & \mu_\gamma\sigma \end{array}\right) = \xi_1' \xi_1 (-)^{s_1+s_2-s} \left(\begin{array}{cc||c} \lambda_2 & \lambda_1 & \lambda_{\gamma'} \\ \mu_2\sigma_2 & \mu_1\sigma_1 & \mu_\gamma\sigma \end{array}\right), \tag{5.3a}$$

$$\begin{pmatrix} \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda_{\gamma'} \\ \eta_1 & \eta_2 & \eta \end{pmatrix} = \xi_2' (-)^{s_2+s-s_{2z}-s_z+I_{1z}+Y_1/2} \left(\frac{N_\lambda}{N_{\lambda_2}}\right)^{1/2} \begin{pmatrix} \lambda_1 & \lambda^* & \dot{\lambda}_{2\gamma''} \\ \eta_1 & -\eta & -\eta_2 \end{pmatrix}, \tag{5.4}$$

$$\left(\begin{array}{cc||c} \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda_{\gamma'} \\ \mu_1\sigma_1 & \mu_2\sigma_2 & \mu_\gamma\sigma \end{array}\right) = \xi_2' \xi_2 (-)^{s_1+s_2-s} \left(\frac{N_\lambda N_{\mu_2\sigma_2}}{N_{\lambda_2} N_{\mu\sigma}}\right)^{1/2} \left(\begin{array}{cc||c} \lambda_1 & \lambda^* & \dot{\lambda}_{2\gamma''} \\ \sigma_1\mu_1 & \mu^*\sigma & \dot{\mu}_{2\gamma''}\sigma_2 \end{array}\right), \tag{5.4a}$$

$$\begin{pmatrix} \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda_{\gamma'} \\ \eta_1 & \eta_2 & \eta \end{pmatrix} = \xi_3' (-)^{s_1+s_2-s} \begin{pmatrix} \dot{\lambda}_1 & \dot{\lambda}_2 & \dot{\lambda}_{\gamma'} \\ -\eta_1 & -\eta_2 & -\eta \end{pmatrix}, \tag{5.5}$$

$$\left(\begin{array}{cc||c} \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda_{\gamma'} \\ \mu_1\sigma_1 & \mu_2\sigma_2 & \mu_\gamma\sigma \end{array}\right) = \xi_3' \xi_3 \left(\begin{array}{cc||c} \dot{\lambda}_1 & \dot{\lambda}_2 & \dot{\lambda}_{\gamma'} \\ \dot{\mu}_1\sigma_1 & \dot{\mu}_2\sigma_2 & \dot{\mu}_\gamma\sigma \end{array}\right). \tag{5.5a}$$

В формулах (5.3) — (5.5a) через $-\eta$ обозначена совокупность квантовых чисел $-\eta \equiv (\mu^*, \sigma, -s_z, -Y, I, -I_z)$. Фазы $\xi_i \equiv \xi_i(\mu_1, \mu_2, \mu_\gamma)$, $(i=1, 2, 3)$, относящиеся к $SU(3)$, приведены в статье [18] Сварта. Они определяются обобщением условия Кондона—Шортли.

Аналогично, $\xi_i' \equiv \xi_i'(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_{\gamma'})$, $(i=1, 2, 3)$, относящиеся к $SU(6)$ как к целому, определяются рассмотрением наивысшего состояния представления λ. Суть процедуры заключается в том, что для него коэффициент К. Г. $SU(6)$ с наивысшими возможными I_{1z}, I_1, I_2, s_{1z}, s_1, s_2 выбирается положительным.

В работах [19, 20] табулированы значения унитарного скалярного фактора $\left(\begin{array}{cc||c} \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda_{\gamma'} \\ \mu_1\sigma_1 & \mu_2\sigma_2 & \mu_\gamma\sigma \end{array}\right)$. Их абсолютные величины, использованные в этой статье, в обеих таблицах совпадают.

Однако, к сожалению, в некоторых случаях эти значения отличаются знаком. Это, в частности, проявляется в том, что значения работы [20] в отличие от значений работы [19] приводят к неправильному результату $\mu_{10} = -Q\mu_p$ вместо выражения (2. 5). Кроме того, обе таблицы приводят к антиэрмитовости оператора магнитного момента относительно переходов декуплет—октет:

$$< B_8 |M_z| B_{10} > = - B_{10} |M_z| B_8 > = - < B_{10} |M_z| B_8 >^*.$$

Поэтому возникает необходимость проверки знаков используемых значений $\left(\begin{array}{cc||c} \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda_\gamma \\ \mu_1\sigma_1 & \mu_2\sigma_2 & \mu_\gamma\sigma \end{array}\right)$.

Значения квадрата проекции (3.12) и квадрата магнитного момента (4.2) зависят лишь от относительного знака факторов $\left(\begin{array}{cc||c} 56 & 35 & 56 \\ 10,4 & 8,3 & 8,2 \end{array}\right)$ и $\left(\begin{array}{cc||c} 56 & 35 & 56 \\ 8,2 & 8,3 & 10,4 \end{array}\right)$. Используя соотношения (5.4a), (5.3a) и (5.5a), нетрудно получить

$$\left(\begin{array}{cc||c} 56 & 35 & 56 \\ 10,4 & 8,3 & 8,2 \end{array}\right) = \xi_2 (10, 8, 8)\, \xi_1 (10, 8, 8)\, \xi_2 (8, 10, 8)\, \xi_3 (8, 8, 10^*) \times$$

$$\times \xi_2' (56, 35, 56)\, \xi_1' (56, 56^*, 35)\, \xi_2' (56^*. 56, 35)\, \xi_3' (56^*, 35, 56^*)\times$$

$$\times \sqrt{\frac{5}{2}} \left(\begin{matrix} 56 & 35 \\ 8,2 & 8,3 \end{matrix} \middle\| \begin{matrix} 56 \\ 10,4 \end{matrix} \right). \tag{5.6}$$

Подставляя в (5.6) конкретные значения определенных выше ξ_i и ξ_i' $(i = 1, 2, 3)$, из которых последние вычислены с помощью формул (5.3 — 5.5), придем к соотношению

$$\left(\begin{matrix} 56 & 35 \\ 10,4 & 8,2 \end{matrix} \middle\| \begin{matrix} 56 \\ 8,2 \end{matrix} \right) = (-)(+)(+)(+)(-)(+)(-)(-) \times$$

$$\times \sqrt{\frac{5}{2}} \left(\begin{matrix} 56 & 35 \\ 8,2 & 8,3 \end{matrix} \middle\| \begin{matrix} 56 \\ 10,4 \end{matrix} \right) = -\sqrt{\frac{5}{2}} \left(\begin{matrix} 56 & 35 \\ 8,2 & 8,3 \end{matrix} \middle\| \begin{matrix} 56 \\ 10,4 \end{matrix} \right). \tag{5.7}$$

Выражение (5.7) обеспечивает эрмитовость оператора магнитного момента в $SU(6)$. Кроме того, вместе с коэффициентами [8] К. Г. $SU(3)$, $SU(2)$ и абсолютными значениями [19, 20]

$$\left(\begin{matrix} 56 & 35 \\ 10,4 & 8,3 \end{matrix} \middle\| \begin{matrix} 56 \\ 8,2 \end{matrix} \right), \left(\begin{matrix} 56 & 35 \\ 8,2 & 8,3 \end{matrix} \middle\| \begin{matrix} 56 \\ 10,4 \end{matrix} \right)$$

оно приводит к результатам (3.13) и (3.14) для магнитной восприимчивости и (4.6—4.9) для квадрата магнитного момента.

Можно определить также абсолютные знаки унитарных скалярных факторов. Воспользуясь формулой (5.4а), получим

$$\left(\begin{matrix} 56 & 35 \\ 10,4 & 8,3 \end{matrix} \middle\| \begin{matrix} 56 \\ 8,2 \end{matrix} \right) = 2\sqrt{\frac{3}{5}} \left(\begin{matrix} 56 & 56^* \\ 10,4 & 8,2 \end{matrix} \middle\| \begin{matrix} 35 \\ 8,3 \end{matrix} \right). \tag{5.8}$$

Относящийся к наивысшему состоянию представления $\lambda=35$ фактор $\left(\begin{matrix} 56 & 56^* \\ 10,4 & 8,2 \end{matrix} \middle\| \begin{matrix} 35 \\ 8,3 \end{matrix} \right)$ согласно определению, приведенному в начале этого параграфа, положителен и с учетом абсолютного значения [20] равен $\frac{1}{3}\sqrt{\frac{5}{3}}$. Таким образом, из соотношений (5.8) и (5.7) следует, что

$$\left(\begin{matrix} 56 & 35 \\ 10,4 & 8,3 \end{matrix} \middle\| \begin{matrix} 56 \\ 8,2 \end{matrix} \right) = \frac{2}{3}$$

и

$$\left(\begin{matrix} 56 & 35 \\ 8,2 & 8,3 \end{matrix} \middle\| \begin{matrix} 56 \\ 10,4 \end{matrix} \right) = \frac{2}{3}\sqrt{\frac{2}{5}}.$$

Фактор $\left(\begin{matrix} 56 & 35 \\ 10,4 & 8,3 \end{matrix} \middle\| \begin{matrix} 56 \\ 10,4 \end{matrix} \right)$, относящийся к наивысшему состоянию представления $\lambda = 56$, также положителен. Он равен $\frac{2}{3}$. Для факторов, соответствующих переходам октет—октет, можем принять значения

$$\left(\begin{matrix} 56 & 35 \\ 8,2 & 8,3 \end{matrix} \middle\| \begin{matrix} 56 \\ 8_s, 2 \end{matrix} \right) = \frac{\sqrt{2}}{3} \text{ и } \left(\begin{matrix} 56 & 35 \\ 8,2 & 8,3 \end{matrix} \middle\| \begin{matrix} 56 \\ 8_a, 2 \end{matrix} \right) = \frac{2}{3}\sqrt{\frac{2}{5}}$$

работы [19], поскольку они совместно с предыдущим приводят к правильному знаку в формуле (2.5). Эти значения вместе с полученным $\left(\begin{matrix}56 & 35 \\ 10,4 & 8,3\end{matrix}\middle\|\begin{matrix}56 \\ 8,2\end{matrix}\right)$ приводят к результатам (2.6).

Отметим, что использование табличных [19, 20] значений

$$\left(\begin{matrix}56 & 35 \\ 10,4 & 8,3\end{matrix}\middle\|\begin{matrix}56 \\ 8,2\end{matrix}\right) \text{ и } \left(\begin{matrix}56 & 53 \\ 8,2 & 8,3\end{matrix}\middle\|\begin{matrix}56 \\ 10,4\end{matrix}\right)$$

привело бы, например, для протона к квадрату магнитного момента $\frac{1}{3}\mu_p^2$, вместо (4,7), что также не согласуется с экспериментом.

Автор благодарит участников теоретического семинара Ереванского физического института за полезные обсуждения.

Ереванский физический
институт

Поступила 29.VIII.1968

ЛИТЕРАТУРА

1. *M. A. B. Beg, B. W. Lee* and *A. Pais*, Phys. Rev. Lett., 13, 514 (1964).
2. *B. Sakita*, Phys. Rev. Lett., 13, 643 (1964).
3. *M. Gourdin* and *Ph. Salin*, Nuovo Cim., 27, 193 (1963).
4. *R. H. Dalitz* and *D. G. Sutherland*, Phys. Rev., 146, 1180 (1966).
5. *A. Pais*, Rev. Mod. Phys., 38, 215 (1966).
6. *N. F. Ramsey*, in Experimental Nuclear Physics, ed. by E. Segre, Vol. 1 (John Wiley & Sons, Inc., New York, Chapman & Hall, Limited, London, 1953) p. 425
7. *B. Lasarew* and *L. Schubnikow*, Physik. Z. Sowjetunion, 11, 445 (1937).
8. *P. McNamee* and *F. Chilton*, Rev. Mod. Phys., 36, 1005 (1964).
9. *S. Coleman* and *S. L. Glashow*, Phys. Rev. Lett., 6, 423 (1961).
10. *B. Struminsky*, Dubna Report (1965).
11. *J. H. Van Vleck*, The Theory of Electric and Magnetic susceptibilities (Oxford University Press, London, 1959), pp. 3, 4.
12. *R. C. Tolman*, The Principles of Statistical Mechanics (Oxford University Press, London, 1948) p. 347.
13. *A. Simon, M. E. Rose* and *J. M. Jauch*, Phys. Rev., 84, 1155 (1951); in Nuclear Orientation, ed. by M. E. Rose (Gordon and Breach, New York, 1963) p. 314.
14. *N. F. Ramsey*, in Experimental Nuclear Physics, ed. by E. Segre, Vol. 1 (John Wiley & Sons, Inc., New York, Chapman & Hall, Limited, London, 1953) p. 413.
15. *Ibid*, p. 359.
16. *V. A. Djrbashian*, Nuclear Physics, A 103, 177 (1967).
17. *J. H. Van Vleck*, The Theory of Electric and Magnetic Susceptibilities (Oxford University Press, London, 1959) p. 152.
18. *J. J. de Swart*, Rev. Mod. Phys., 35, 916 (1963).
19. *L. Schulke, Z. Phys.*, 183, 424 (1965).
20. *C. L. Cook* and *G. Murtaza*, Nuovo Cim., 39, 531 (1965).
21. *E. P. Wigner*, Group Theory (Academic Press. New York and London, 1959), p. 345.

SU(6) ՍԻՄԵՏՐԻԱՅԻ ՍԽԵՄԱՅՈՒՄ ԲԱՐԻՈՆՆԵՐԻ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՄՈՄԵՆՏՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Վ. Հ. ՋՐԲԱՇՅԱՆ

Պրոտոնի մագնիսական թափանցելիությունը, որը կապված է մագնիսական մոմենտի քառակուսու հետ, դիտարկված է չխախտված SU(6) սիմետրիայում։ Այդ մեծության չափման ժամանակ ևս դրսևորվում է ըստ SU(6) սիմետրիայի կանխատեսվող անցման մագնիսական մոմենտի անհամաձայնությունը էքսպերիմենտի հետ, անհամաձայնություն, որն ավելի վաղ նկատվել է այլ էֆեկտների հետազոտման ժամանակ։

ON MAGNETIC MOMENTS OF BARYONS IN SU (6) SYMMETRY SCHEME

V. A. DJRBASHIAN

The proton magnetic susceptibility which is connected with the squares of magnetic moment in the unbroken SU (6) symmetry is considered. It is found a disagreement between the experimental value and the prediction of SU (6) symmetry for the transition magnetic moment observed earlier for other effects.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 3, 420—424 (1968)

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЕ ЭКРАНИРОВАНИЕ В ЗАРЯЖЕННОЙ ПЛАЗМЕ

А. М. РЕЗИКЯН

Получена общая формула для определения радиуса электростатического экранирования в изотермической зарядово-симметричной плазме, которая верна как для квазинейтральной, так и для заряженной плазмы. Показано также, что в сфере экранирования в зависимости от направления электрического поля один из газов (электронный или ионный) будет сжат внутрь к центру сферы, т. е. окажется в электростатической ловушке.

Рассмотрим двухкомпонентную зарядово-симметричную изотермическую плазму сферической конфигурации, вектор электрического поля которой направлен по радиусу. Если потенциал в центре сферы φ_0, то электростатический потенциал $(\varphi - \varphi_0)$ в такой плазме должен удовлетворять уравнению Пуассона

$$\Delta(\varphi - \varphi_0) = \frac{1}{r}\frac{d^2}{dr^2}\Big[r(\varphi - \varphi_0)\Big] = -4\pi e(n_i - n_e), \tag{1}$$

где e — заряд, а m_i, m_e — концентрации ионов и электронов, которые в состоянии термодинамического равновесия и в потенциальном поле $(\varphi - \varphi_0)$ должны изменяться в соответствии с распределением Больцмана:

$$n_i = n_i^0 \exp\left[-\frac{e}{T}(\varphi - \varphi_0)\right],$$
$$n_e = n_e^0 \exp\left[\frac{e}{T}(\varphi - \varphi_0)\right], \tag{2}$$

где в связи с изотермичностью принято, что температуры $T_i = T_e = T$. Обозначим

$$x = \frac{e}{T}(\varphi - \varphi_0) \tag{3}$$

и воспользуемся известными соотношениями

$$e^x = \operatorname{ch} x + \operatorname{sh} x,$$
$$e^{-x} = \operatorname{ch} x - \operatorname{sh} x,$$
$$A \operatorname{ch} x + B \operatorname{sh} x = \sqrt{B^2 - A^2}\operatorname{sh}\left(x + \operatorname{arth}\frac{A}{B}\right), \tag{4}$$

тогда из (1), (2), (3) и (4) получим

$$\frac{1}{r}\frac{d^2}{dr^2}(ry) = \chi^2 \operatorname{sh} y, \tag{5}$$

где обозначены

$$y=\frac{e}{T}(\varphi-\varphi_0)+\operatorname{arth}\frac{\overset{0}{n_i}-\overset{0}{n_e}}{\overset{0}{n_i}+\overset{0}{n_e}},$$

$$\chi^2=\frac{1}{D_1^2}=\frac{8\pi e^2\sqrt{\overset{0}{n_i}\,\overset{0}{n_e}}}{T}. \tag{6}$$

Из уравнения (5) следует, что коэффициент χ является обратной величиной радиуса экранирования для произвольных концентраций $\overset{0}{n_i}$, $\overset{0}{n_e}$, так что в заряженной плазме радиус экранирования будет

$$D_1=\sqrt{\frac{T}{8\pi e^2\sqrt{\overset{0}{n_i}\,\overset{0}{n_e}}}}. \tag{7}$$

В частном случае квазинейтральной плазмы, когда $\overset{0}{n_i}=\overset{0}{n_e}=n_0$, из (7) получим радиус Дебая [1]

$$D=\sqrt{\frac{T}{8\pi e^2 n_0}}.$$

К сожалению, уравнение (5) нельзя решить точно, поэтому, ограничиваясь лишь первым членом разложения $\operatorname{sh} y$, что вплоть до значения $|y|\sim 1$ дает ошибку порядка десяти процентов, получим уравнение

$$\frac{d^2}{dr^2}(ry)=\chi^2(ry), \tag{8}$$

вид которого совпадает с уравнением Дебая [1]. Поэтому χ действительно является обратной величиной радиуса экранирования как для заряженной, так и для квазинейтральной плазмы.

В отличие от Дебая мы будем искать решение уравнения (8) при условии, когда потенциал $(\varphi-\varphi_0)$ или y растет с ростом r, т. е. для граничных условий $r=0, \varphi=\varphi_0$; $r=R, \varphi=\varphi_R$. Впоследствии мы убедимся, что подобные условия могут быть на практике осуществлены.

Решение уравнения (8) при удовлетворении условия конечности значения y при $r=0$ имеет вид

$$y=c\,\frac{\operatorname{sh}\chi r}{\chi r}.$$

Учитывая (6) и имея в виду, что при $r=R$, $\varphi=\varphi_R$, получим

$$\varphi-\varphi_0=\left[(\varphi_R-\varphi_0)+\frac{T}{e}\operatorname{arth}\frac{\overset{0}{n_i}-\overset{0}{n_e}}{\overset{0}{n_i}+\overset{0}{n_e}}\right]\left(\frac{R}{r}\right)\frac{\operatorname{sh}\chi r}{\operatorname{sh}\chi R}-\frac{T}{e}\operatorname{arth}\frac{\overset{0}{n_i}-\overset{0}{n_e}}{\overset{0}{n_i}+\overset{0}{n_e}}, \tag{9}$$

и из условия $r=0$, $\varphi=\varphi_0$

$$\frac{T}{e}\operatorname{arth}\frac{\overset{0}{n_i}-\overset{0}{n_e}}{\overset{0}{n_i}+\overset{0}{n_e}}=\frac{\varphi_R-\varphi_0}{\dfrac{\operatorname{sh}\chi R}{\chi R}-1}, \tag{10}$$

что фактически определяет φ_0 через степень заряженности плазмы $\alpha=\frac{\overset{0}{n_i}}{\overset{0}{n_e}}$. Согласно (10), если нет полей $\varphi_k-\varphi_i=0$, то плазма в центре сферы, очевидно и всюду, будет нейтральной.

Из (9) и (10) окончательно получим распределение потенциала φ в виде

$$\varphi-\varphi_0=\frac{\frac{\operatorname{sh}\chi r}{\chi r}-1}{\frac{\operatorname{sh}\chi R}{\chi R}-1}(\varphi_R-\varphi_0). \tag{11}$$

Из (6), (8) и (11) получим также распределение плотности зарядов ρ в виде

$$\rho=-\frac{\chi^2}{4\pi}\left[(\varphi-\varphi_0)+\frac{T}{e}\operatorname{arth}\frac{\overset{0}{n_i}-\overset{0}{n_e}}{\overset{0}{n_i}+\overset{0}{n_e}}\right]. \tag{12}$$

Учитывая (10) и (11,) можно (12) переписать в более удобном виде:

$$\rho=-\frac{\chi^2}{4\pi}\left[\frac{\varphi_R-\varphi_0}{\frac{\operatorname{sh}\chi R}{\chi R}-1}\right]\frac{\operatorname{sh}\chi r}{\chi r}. \tag{13}$$

Используем соотношения

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}(r^2P)=\rho E,$$

$$P=P_i+P_e=T(n_i+n_e), \tag{14}$$

$$E=-\frac{d\varphi}{dr},$$

которые совместно с (11) и (13) после интегрирования дают

$$P=P_0+\frac{\chi^2}{8\pi}\left[\frac{\varphi_R-\varphi_0}{\frac{\operatorname{sh}\chi R}{\chi R}-1}\right]^2\left[\left(\frac{\operatorname{sh}\chi r}{\chi r}-\frac{1}{(\chi r)^2}\int\left(\frac{\operatorname{sh}\chi r}{\chi r}\right)^2 d(\chi r)\right], \tag{15}$$

где $P=P_0$ при $r=0$.

Интеграл в (15) можно взять лишь приближенно.

Из (13) и (15) получим распределение плотности для электронного и ионного газов в отдельности:

$$n_e=\frac{P_0}{2T}+\frac{\chi^2}{16\pi T}\left[\frac{\varphi_R-\varphi_0}{\frac{\operatorname{sh}\chi R}{\chi R}-1}\right]^2\left[\left(\frac{\operatorname{sh}\chi r}{\chi r}\right)^2-\frac{1}{(\chi r)^2}\int\left(\frac{\operatorname{sh}\chi r}{\chi r}\right)^2 d(\chi r)\right]+$$

$$+\frac{\chi^2}{8\pi e}\left[\frac{\varphi_R-\varphi_0}{\frac{\operatorname{sh}\chi R}{\chi R}-1}\right]\frac{\operatorname{sh}\chi r}{\chi r}, \tag{16}$$

$$n_i = \frac{P_0}{2T} + \frac{\chi^2}{16\pi T}\left[\frac{\varphi_R - \varphi_0}{\dfrac{\operatorname{sh}\chi R}{\chi R} - 1}\right]^2 \left[\left(\frac{\operatorname{sh}\chi r}{\chi r}\right)^2 - \frac{1}{(\chi r)^2}\int\left(\frac{\operatorname{sh}\chi r}{\chi r}\right)^2 d(\chi r)\right] -$$

$$- \frac{\chi^2}{8\pi e}\left[\frac{\varphi_R - \varphi_0}{\dfrac{\operatorname{sh}\chi R}{\chi R} - 1}\right]\frac{\operatorname{sh}\chi r}{\chi r}. \qquad (17)$$

Как видно из (17), с ростом r концентрация ионов может быть сделана сколь угодно малой. Таким образом, ионы окажутся сжатыми в центре сферы. Причиной такого сжатия является электростатическая потенциальная яма.

Опишем систему, у которой потенциал плазмы растет по r от центра.

Представим две концентрические сферы и пусть внешняя сфера является катодом, внутренняя анодом [2]. Кроме того, внутреняя сфера сделана из сетки. Если теперь наложить на сетку по отношению к катоду положительный потенциал, то возникнет электронный ток, который будет направлен к сетке. Эти электроны по инерции окажутся в объеме сферы. В электронном газе, заполнившем сферу, возникнет потенциальная яма, где ионный газ и будет сжиматься. Фактически почти весь ионный газ будет изолирован от сетки. Что касается электронного газа, то его также можно изолировать от сетки, создавая там магнитное поле путем пропускания тока через провода сетки. Это магнитное поле будет значительно меньше полей, используемых в известных плазменных установках для получения горячей плазмы, так как импульс электрона меньше ионного.

Указанным путем можно получить высокотемпературную плазму, плотность которой при разумных размерах не может быть высокой. При $\varphi_R \sim 10^4$ *в*, $D_1 \sim 10$ *см* температура будет в пределах $10^8 - 10^{9\circ}$ K, а концентрация порядка 10^{10} *см*$^{-3}$. Несмотря на это, такая плазма представляет интерес для физических исследований.

После заполнения внутреннего объема сферы электронами и ионами за время 10^{-3} *сек* как электроны, так и ионы успевают приобрести максвелловское распределение скоростей [2]. Из-за наличия тормозящего поля в пограничном слое сетка—катод уходящие из объема плазмы электроны снова возвращаются в центр. Это отражение носит чисто упругий характер и поэтому не может изменить распределение скоростей электронов. Здесь в отличие от [2] рассматривается случай, когда и у электронов имеется максвелловское распределение скоростей. Наступление полного термодинамического равновесия при этом не обязательно.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 3.VIII.1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Вопросы теории плазмы, под ред. М. А. Леонтовича, М. (1963).
2. *W. C. Elmore, Y. L. Tuck* and *K. M. Watson*, Phys. of Fluids, 2, 239 (1959).

ԷԼԵԿՏՐՈՍՏԱՏԻԿ ԷԿՐԱՆԱՑՈՒՄ ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՊԼԱԶՄԱՅՈՒՄ

Ա. Մ. ՌԵԶԻԿՅԱՆ

Ստացված է իզոթերմիկ, միապատիկ լիցքավորված պլազմայի էլեկտրոստատիկ էկրանացման շառավիղը որոշող բանաձևը, որը ճիշտ է, ինչպես կվազինեյտրալ, այնպես էլ լիցքավորված պլազմայի համար։ Ցույց է տրված, որ էլեկտրական դաշտի ուղղությունից կախված, գազերից մեկը (էլեկտրոնայինը, կամ իոնայինը) սեղմվում է սֆերայի կենտրոնում, այսինքն ընկնում է էլեկտրոստատիկ թակարդի մեջ։

Հաշվումները կատարված են թերմոդինամիկորեն հավասարակշռված սիստեմի համար։

ELECTROSTATICAL SHIELDING IN CHARGED PLASMA

A. M. REZIKIAN

A general formula which is true for quasineutral as well as for charged plasma is obtained for the definition of the radius of the electrical shielding in isothermal plasma. It is also shown that in the shielding sphere depending on the direction of the electrical fields, one of the gases (electron or ion) is pressed inward to the sphere centre, i. e. it will find itself in the electrostatical trap.

Изв. АН Армянской ССР, Физика. 3, 425—430 (1968)

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ НЕЙТРАЛЬНОГО ГАЗА В ТРУБЧАТОМ ПОЛОЖИТЕЛЬНОМ СТОЛБЕ (аксиальный ток)

А. М. РЕЗИКЯН

Рассматривается радиальное распределение давления нейтрального газа в трубчатом положительном столбе.

Вычислено местонахождение минимума давления нейтрального газа в зависимости от радиусов внутреннего и внешнего цилиндров.

Рассмотрим плазму положительного столба, находящуюся между соосными изолированными цилиндрами с радиусами a и b. В плазме имеется ток в направлении оси цилиндра.

Штенбек [1] показал, что задачу с цилиндрической симметрией можно заменить на плоскую, сохраняя при этом основные ее свойства. Этот метод, однако, не пригоден для трубчатой плазмы. Будем считать, что в рассматриваемой трубчатой плазме, кроме условий, изложенных в работе [2], выполняются и следующие:

1) Скорость образования заряженных частиц пропорциональна плотности электронов n и давлению нейтрального газа P_n, т. е. $-\dfrac{dn}{dt} = \sigma p_n n$, где σ—постоянная, зависящая лишь от температуры электронного газа.

2) Степень ионизации газа низка, так что можно пренебречь трением между электронами и ионами. Однако при этом учитывается градиент давления нейтрального газа.

Воспользуемся соотношением

$$P_e + P_i + P_n = \text{const}, \tag{1}$$

где P_e, P_i, P_n — давления электронного, ионного и нейтрального газов соответственно.

Справедливость соотношения (1) для низкой степени ионизации, что имеет место и у нас, была доказана Штенбеком [1] экспериментально.

Согласно [3] в случае амбиполярной диффузии заряженных частиц радиальные токи электронов и ионов определяются соотношениями следующего вида:

$$nv_e = -\beta_e nE - D_e \frac{dn}{dr}, \tag{2}$$

$$nv_i = \beta_i nE - D_i \frac{dn}{dr},$$

где

$$\beta_e = \frac{e}{m_e \nu_{en}}, \quad \beta_i = \frac{e}{m_i \nu_{ip}}, \tag{3}$$

$$D_e = \frac{kT_e}{m_e \nu_{en}}, \quad D_i = \frac{kT_i}{m_i \nu_{in}}. \tag{3}$$

Здесь m_e, m_i — массы, ν_{en}, ν_{in} — числа столкновений в секунду электронов и ионов соответственно с нейтральными частицами. Далее, T_i — температура ионного газа, T_e — электронного, k — постоянная Больцмана, e — заряд, а E — напряженность радиального электрического поля.

Имея в виду, что

$$\nu_{en} = \frac{1}{\lambda_{en}} \left(\frac{3kT_e}{m_e}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad \nu_{in} = \frac{1}{\lambda_{in}} \left(\frac{3kT_i}{m_i}\right)^{\frac{1}{2}}, \tag{4}$$

где λ_{en}, λ_{in} — длины свободных пробегов электронов и ионов, и используя соотношения

$$\lambda_{en} = \Lambda_{en} \frac{T_n}{273\, P_n}, \quad \lambda_{in} = \Lambda_{i0} \frac{T_n}{273\, P_n}, \tag{5}$$

где T_n и P_n — температура и давление нейтрального газа, Λ_{e0}, Λ_{i0} — длины свободных пробегов при нормальном условии, (4) можно написать в виде

$$\nu_{en} = \overset{0}{\nu}_{en} P_n, \quad \nu_{in} = \overset{0}{\nu}_{in} P_n. \tag{6}$$

Здесь

$$\overset{0}{\nu}_{en} = \frac{273}{\Lambda_{e0}} \frac{\left(\frac{3kT_e}{m_e}\right)^{\frac{1}{2}}}{T_n}, \quad \overset{0}{\nu}_{in} = \frac{273}{\Lambda_{i0}} \frac{\left(\frac{3kT_i}{m_i}\right)^{\frac{1}{2}}}{T_n}. \tag{7}$$

На основании (6) соотношения (2) могут быть представлены в виде

$$rv_e = -\beta_{e0}\, nE - D_{e0} \frac{1}{P} \frac{dn}{dr},$$

$$nv_i = \beta_{i0}\, n\mathbf{E} - D_{i0} \frac{1}{P} \frac{dn}{dr}, \tag{8}$$

где у P опущен индекс n. Здесь коэффициенты

$$\beta_{e0} = \frac{e}{m_e \overset{0}{\nu}_{en}}, \quad \beta_{i0} = \frac{e}{m_i \overset{0}{\nu}_{in}},$$

$$D_{e0} = \frac{kT_e}{m_e \overset{0}{\nu}_{en}}. \quad D_{i0} = \frac{kT_i}{m_i \overset{0}{\nu}_{in}} \tag{9}$$

не зависят от давления P.

Используя уравнения непрерывности

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div}(nv_e) = 0,$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div}(nv_i) = 0, \tag{10}$$

и имея в виду уравнения (8) вместе с условием (1), окончательно получим

$$\frac{d}{dr}\left(\frac{1}{P}\frac{dn}{dr}\right)+\frac{1}{r}\left(\frac{1}{P}\frac{dn}{dr}\right)+\frac{\sigma}{D_a^0}Pn=0, \tag{11}$$

где

$$D_a^0=\frac{D_{e0}\beta_{i0}+D_{i0}\beta_{e0}}{\beta_{e0}+\beta_{i0}},\ D_a^0=PD_a,$$

D_a — коэффициент амбиполярной диффузии, а величина D_a^0 зависит лишь от температуры электронного и ионного газов.

Суммарное давление в уравнении (1) не зависит от места. Обозначим ее значение на стенках цилиндров через P_c, тогда

$$P_e+P_i+P_n=P_c, \tag{12}$$

а из условий нейтральности плазмы следует

$$\frac{P_i}{P_e}=\frac{T_i}{T_e}. \tag{13}$$

Далее, вводя безразмерные величины

$$\alpha=\frac{P_e}{P_c},\ \beta=\frac{P_i}{P_c},\ \gamma=\frac{P}{P_c},\ \rho=\frac{r}{b} \tag{14}$$

и обозначая

$$K_1=b\sqrt{\frac{\sigma}{D_a^0}P_c}, \tag{15}$$

из (11), (12), (13) и (14) получим

$$\alpha+\beta+\gamma=1, \tag{16}$$

$$\beta=\frac{T_i}{T_e}\alpha, \tag{17}$$

$$\frac{1}{\rho}\frac{d}{d\rho}\left(\frac{\rho}{\gamma}\frac{d\alpha}{d\rho}\right)+K_1^2\alpha\gamma=0, \tag{18}$$

откуда для определения γ имеем уравнение

$$\frac{1}{\rho}\frac{d}{d\rho}\left(\frac{\rho}{\gamma}\frac{d\gamma}{d\rho}\right)-K_1^2(1-\gamma)\gamma=0, \tag{19}$$

граничные условия которого имеют вид

$$\left.\begin{matrix}\rho=\rho_a\\ \rho=1\end{matrix}\right|\gamma=1. \tag{20}$$

Уравнение (19) в общем виде с помощью элементарных функций нельзя решить. Однако для случая низкой степени ионизации его можно упростить.

Обозначим

$$y=1-\gamma \tag{21}$$

и учтем то обстоятельство, что для низкой степени ионизации y много меньше единицы, тогда (19) и (21) дают

$$\frac{d^2y}{d\rho^2}+\frac{1}{\rho}\frac{dy}{d\rho}+K_1^2y=0. \tag{22}$$

Граничные условия (20) теперь будут следующими:

$$\left.\begin{matrix}\rho=\rho_a\\ \rho=1\end{matrix}\right| y=0. \tag{23}$$

Решение уравнения (22) имеет вид

$$y=y_0\,[J_0(K_1\rho)+\gamma_1 N_0(K_1\rho)], \tag{24}$$

поэтому общим решением уравнения (19) согласно (21) и (24) будет

$$\gamma=1-y_0\,[I_0(K_1\rho)+\gamma_1 N_0(K_1\rho)]. \tag{25}$$

Для определения y_0 и γ_1 воспользуемся уравнением (16), (17), (25) и учтем, что $\alpha=\dfrac{nkT_e}{P_c}$. Тогда получим

$$n=\frac{P_c y_0}{k(T_e+T_i)}[J_0(K_1\rho)+\gamma_1 N_0(K_1\rho)] \tag{26}$$

со следующими, согласно (23), граничными условиями:

$$\left.\begin{matrix}\rho=\rho_a\\ \rho=1\end{matrix}\right| n=0,$$

из которых следует для определения K_1 уравнение

$$J_0(K_1)\,N_0(K_1\rho_a)-J_0(K_1\rho_a)\,N_0(K_1)=0. \tag{27}$$

Значения корней K_1 уравнения (26) в зависимости от ρ_a даны в работе [2]. Для γ_1 имеем выражение

$$\gamma_1=-\frac{J_0(K_1)}{N_0(K_1)}. \tag{28}$$

Наконец, для определения y_0 воспользуемся выражением для полного тока i в направлении оси z:

$$i=2\pi e\int_a^b n\,(v_{ez}+v_{iz})\,rdr, \tag{29}$$

где

$$v_{ez}=\frac{e}{m_e\overset{0}{\nu}_{en}}E_{z0},\quad v_{iz}=\frac{e}{m_i\overset{0}{\nu}_{in}}E_{z0}, \tag{30}$$

а поле E_{z0} согласно [3], [4] равно

$$E_{z0}=\frac{E_z}{P}=\left(\frac{64}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}}\frac{273}{T_n}V_j\frac{\chi_e^{\frac{1}{2}}}{x\Lambda_{e0}}. \tag{31}$$

Здесь V_j — ионизационный потенциал, $\chi_e=\chi_e(x)$ — полная доля энергии, теряемой электроном при столкновении с нейтральными частицами, и $x=\dfrac{eV_j}{kT_e}$ в случае низкой степени ионизации газа. Значения величин V_j, $\chi_e(x)$ и Λ_{e0} даются в работе [3], [4].

Пользуясь выражением $P_e = nkT_e$ и соотношениями (25), (26), (28), (29), после интегрирования (29) получим

$$y_0 = \frac{k(T_e + T_i)}{2\pi e^2 b^2 P_c B E_{z0}} \cdot \frac{m_e \nu_{en}^0 \cdot m_i \nu_{in}^0}{m_e \nu_{en}^0 + m_i \nu_{in}^0} \cdot i,$$

где

$$B = \frac{2}{K\pi_1^2} \frac{N_0(K_1 \rho_a) - N_0(K_1)}{N_0(K_1 \rho_a) \cdot N_0(K_1)}.$$

На рис. 1 приведены кривые, рассчитанные по (25) для $\frac{1-\gamma}{y_0}$, в зависимости от ρ при различных ρ_a. Как видно из кривых, местонахож-

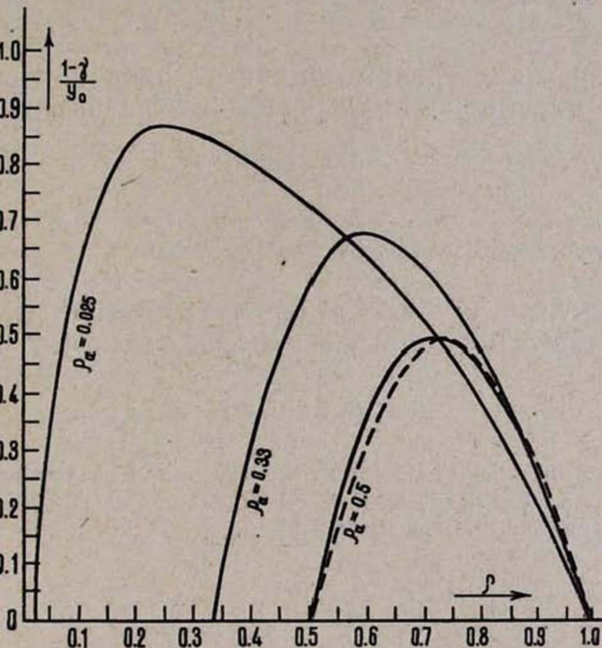


Рис. 1.

дение минимального давления нейтрального газа тем ближе к поверхности внутреннего цилиндра, чем меньше отношение радиусов внутреннего и внешнего цилиндров. Однако при больших ρ_a геометрия поверхностей приближается к плоскопараллельной, поэтому кривая распределения давления стремится к симметричной форме относительно максимума, т. е. относительно поверхности, находящейся в центре между стенками. Приведенная на рисунке пунктирная кривая соответствует плоскому случаю. Она рассчитана из теории Штенбека [1] для случая малых токов. Как видно, пунктирная кривая мало отличается от кривой при $\rho_a = 0{,}5$. С ростом ρ_a это совпадение улучшается.

Отсюда следует также, что при измерении концентрации заряженных частиц плазмы методом зонда Ленгмюра изолятор зонда, вместе с зондом введенный в плазму, создает вокруг себя слой, заполненный нейтральными частицами. Эти нейтральные частицы от поверхности изолятора будут диффундировать в призондовый слой, а это влечет за собой понижение значений данных измерений.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 18.VII.1967

ЛИТЕРАТУРА

1. *M. Steenbeek*, Wissenschaftliche Veroffentlichungen aus den Siemens-Werkees, 18, 45 (1939).
2. *А. М. Резикян*, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 91 (1961),
3. *B. Lenart*, Nuovo Cimento, suppl., 13, 59 (1959).
4. *А. Энгель* и *М. Штенбек*, Физика и техника электрического разряда в газах, т. 1, Объединенное научно-техническое издательство, М.—Л. (1936).

ՉԵԶՈՔ ԳԱԶԻ ՃՆՇՄԱՆ ԲԱՇԽՈՒՄԸ ԽՈՂՈՎԱԿԱՁԵՎ ԴՐԱԿԱՆ ՍՅԱՆ ՄԵՋ (ԱՌԱՆՑՔԱՅԻՆ ՀՈՍԱՆՔ)

Ա. Մ. ՌԵԶԻԿՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ չեզոք գազի ճնշման մինիմումը այնքան մոտ է ներսի գլանին որքան փոքր է ներսի և դրսի գլանների շառավիղների հարաբերությունը։

THE NEUTRAL GAS PRESSURE DISTRIBUTION IN TUBULAR POSITIVE COLUMN (AXIAL CURRENT)

A. M. REZIKIAN

The radial distribution of the neutral gas pressure in the tubular positive column is considered. The position of the neutral gas pressure minimum depending on the radius of the inner and outer cylinder is calculated.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 3, 431—433 (1968)

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

О ПЕРЕНОСЕ ЭЛЕКТРОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ В ЛЮМИНОФОРАХ НА ОСНОВЕ ПОЛИФОСФОРНЫХ КИСЛОТ

Г. М. ГАЕВОЙ, М. Е. ЖАБОТИНСКИЙ, Ю. И. КРАСИЛОВ, Ю. П. РУДНИЦКИЙ, Г. В. ЭЛЛЕРТ

Показано, что электронное возбуждение ионов уранила и редкоземельных ионов в полифосфорных кислотах передается при участии сопряженных π-связей в полимерных структурах.

Полифосфорные кислоты представляют удобную матрицу для исследования люминесценции ионов уранила, редкоземельных ионов и некоторых других активаторов.

Спектр поглощения уранила в этой матрице хорошо разрешен, а концентрационного тушения люминесценции не наблюдается вплоть до 22,5% (*моль*). При этом полосы люминесценции несколько уширяются и сдвигаются в длинноволновую сторону на $40-50$ *см*$^{-1}$.

Из химических данных известно, что упаривание полифосфорных кислот ведет к полимеризации. Ионы уранила сшивают полимерные цепочки в более сложные молекулы. При этом, по мере упаривания, уменьшается количество OH-групп, связанных с данным ионом уранила, что сопровождается увеличением квантового выхода люминесценции. Это свидетельствует о том, что OH-группы играют роль

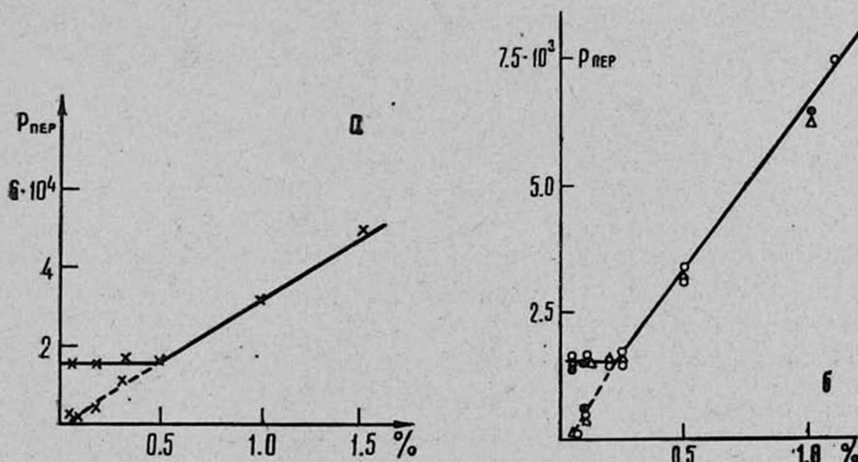


Рис. 1а, б. Зависимость вероятности передачи $UO_2^{2+} \to Eu^{3+}$ при а) $\dfrac{H_2O}{P_2O_5}=2{,}71$ б) $\dfrac{H_2O}{P_2O_5}=2{,}13$ и содержании уранила: ○ —0,05% (моль) x и Δ — 5% (моль) ● — 22,5% (моль).

тушителей люминесценции, что подтверждается дейтерированием фосфорных кислот.

При коактивации растворов уранилом и европием форма спектра люминесценции уранила не изменяется, но интенсивность и время жизни люминесценции уменьшаются по мере увеличения концентрации европия. Одновременно увеличивается свечение европия. Так, если в раствор, содержащий 2,5% (моль) уранила, ввести 1% (вес) европия, то интенсивность люминесценции уранила падает более, чем в 10 раз, а люминесценция европия при этом примерно в 300 раз сильнее, чем в растворе, не содержащем уранила.

Спектр возбуждения Eu^{3+}, соответствующий спектру поглощения UO_2^{2+}, и зависимость времени жизни уранила от концентрации Eu^{3+} свидетельствуют о безызлучительной передаче энергии от уранила к европию. Сопоставление кривых разгорания Eu^{3+} и затухания люминесценции UO_2^{2+} доказывает наличие этой передачи. При соотношении числа частиц Eu^{3+} и UO_2^{2+}, превышающем единицу, тушение уранила перестает увеличиваться с концентрацией европия. Насыщение в тушении можно объяснить образованием сложной молекулы с близкорасположнными UO_2^{2+} и Eu^{3+} при резонансной передаче между ними. Избыточные ионы Eu^{3+}, не входящие в такие молекулы, не участвуют в тушении уранила.

Температурный ход тушения показывает отсутствие существенного вклада диффузионных процессов.

На рис. 1 изображены зависимости вероятности передачи от концентрации европия в растворах, содержащих различные концентрации уранила, и при различных степенях полимеризации растворов. Сплошные линии изображают вероятность, вычисленную по положению максимума свечения Eu^{3+}, пунктир изображает ту же вероятность, вычисленную из времени затухания уранила. Перегиб на сплошной кривой соответствует концентрации Eu^{3+}, при которой сферы сбора отдельных ионов перекрываются. Отсюда можно оценить радиусы этих сфер $R \sim 12$ Å и $R \sim 18$ Å, т. е. сфера сбора увеличивается с полимеризацией растворов.

Совокупность экспериментальных фактов не может быть объяснена привлечением лишь индуктивно-резонансного и диффузионного механизмов переноса энергии возбуждения.

Представляется вероятным, что перенос энергии электронного возбуждения от UO_2^{2+} к Eu^{3+} или OH-группам в этом случае осуществляется за счет своеобразного обменного механизма, обусловленного пространственной делокализацией электронной плотности UO_2^{2+} по полимолекуле. При этом определяющую роль играет наличие в рассматриваемых полимолекулах связей с большой долей π—электронов. Здесь на каждую δ-связь приходится по 0,3—0,5 π-связей [2].

Институт радиотехники и электроники
АН СССР

Поступила 21.VIII.1968

ЛИТЕРАТУРА

1. *Д. Ван Везер*, Фосфор и его соединения. ИЛ, М., 1962.
2. *М. Я. Кабачник*, Tetraedan, 20, 665 (1964).

ՊՈԼԻՖՈՍՖՈՐԱՅԻՆ ԹԹՈՒՆԵՐՈՎ ԼՅՈՒՄԻՆՈՖՈՐՆԵՐՈՒՄ ԷԼԵԿՐՈՆԱՅԻՆ ԳՐԳՌՄԱՆ ՓՈԽԱՆՑՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Գ. Մ. ԳԱՅԵՎՈՅ, Մ. Ա. ԺԱԲՈՏԻՆՍԿԻ Յու. Ն. ԿՐԱՍԻԼՈՎ,
Յու. Պ. ՌՈՒԴՆԻՑԿԻ, Գ. Վ. ԷԼԼԵՐՏ

Ցույց է տրված, որ պոլիֆոսֆորային թթուներում ուրանիլի և հազվագյուտ հողերի իոնների էլեկտրոնային գրգռումը պոլիմերային ստրուկտուրաներում փոխանցվում է համալուծ π-կապերի մասնակցությամբ։

ON THE ELECTRON EXCITATION TRANSFER IN PHOSPHORS ON THE BASE OF POLYPHOSPHOR ACIDS

G. M. GAYEVOY, M. E, ZHABOTINSKII, Yu. I. KRASSILOV,
Yu. P. RUDNITSKII and G. V. ELLERT.

It is shown that the electron excitation of uranyl ions and rare earth ions in the polyphosphor acids is transfered through the polymer structure with the participation of conjugated π-bounds.

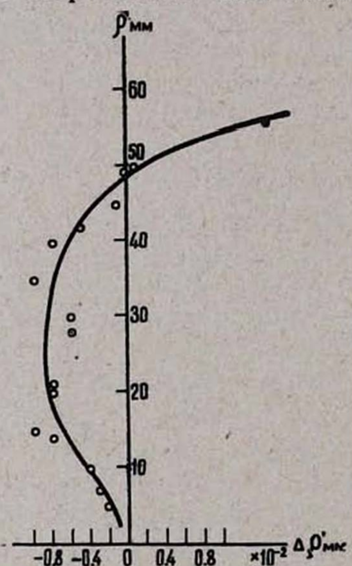
Изв. АН Армянской ССР, Физика, 3, 434—436 (1968)

СИСТЕМА ФОТОГРАФИРОВАНИЯ МЕТРОВОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЫ ПК-300

А. С. АЛЕКСАНЯН, Н. Х. АРУТЮНЯН, Б. И. БЕККЕР,
М. М. ВЕРЕМЕЕВ, Э. Ц. ЛЕВОНЯН, Р. Н. ПИХТЕЛЕВ

Приведены оптические характеристики стереофотограмметрических камер КС-III. Описана конструкция фоторегистратора и схема фотографирования метровой пузырьковой камеры.

Для фотографирования треков частиц в больших рабочих объемах требуется создание специальных оптических систем. Искажения треков, вносимые преломляющими средами (воздух, вода, стекла и рабочая жидкость), затрудняют просмотр и обработку фотографий. Фотограмметрическая камера КС-III, изготовленная в ЛИТМО под руководством проф. М. М. Русинова, предназначена для получения стереоскопических снимков следов заряженных частиц в метровой пузырьковой камере объемом $100 \times 50 \times 60$ *см*³ [1]. Перед смотровыми окнами пузырьковой камеры устанавливаются две фотокамеры КС-III со стереоскопической базой 420 *мм*. Фокусное расстояние объектива (f) в воздухе—119 *мм*. Каждый фотоаппарат фотографирует весь объем камеры. Угол поля зрения объектива — 56°. Относительное отверстие объектива может меняться при помощи ирисовой диафрагмы от $D_{max}/f = 1:10$ до $D_{min}/f = 1:64$. Масштаб изображения для средней плоскости наведения $\sim 1/10$. Разрешающая способность объектива в центре поля — —130 линий на *мм*. Формат кадра $50 \times \times 114$ *мм*².



Рис, 1. Зависимость дисторсии $\Delta\rho'$ от радиуса—вектора ρ' точки на пленке.

Для восстановления пространственной картины на наружной поверхности прижимного стекла фотокамеры нанесены марки внутреннего ориентирования, образующие прямоугольную систему координат. По этим крестам также вносятся поправки в программу на усадку пленки. Оптическая ось объектива совпадает с главной точкой снимка с точностью $\pm 0,01$ *мм*. Дисторсия объектива при фотографировании через преломляющие среды не превышает 0,01 *мм*. На рис. 1 приведена фотограмметрическая дисторсия при наводке на переднюю плоскость рабочего объема.

Фотокамеры монтируются на алюминиевой плите, с наружной стороны которой крепится фоторегистратор. Общий вид фоторегистратора показан на рис. 2. Протяжка пленки производится электромотором УОЛ-042 через редуктор фрикционного типа. Кулачковый размыкатель лентопротяжного механизма и прижимной столик пленки приводятся в действие двумя элекромагнитами синхронизованно с работой камеры. Скорость протяжки определяется рулоном пленки на приемной касете. Максимальное время протяжки —1,5 *сек*, минимальное —0,3 *сек*. По сигнальным лампочкам на пульте управления можно следить за работой лентопротяжного механизма и контролировать обрыв или конец пленки.

Съемка производится на две перфорированные 80 *мм* аэрофотопленки типа „Панхром" 10 *Н*—1000" чувствительностью 1500 *ед* ГОСТ 0,85. Емкость касет составляет 300 *м*. Рядом с кадром печатается но-

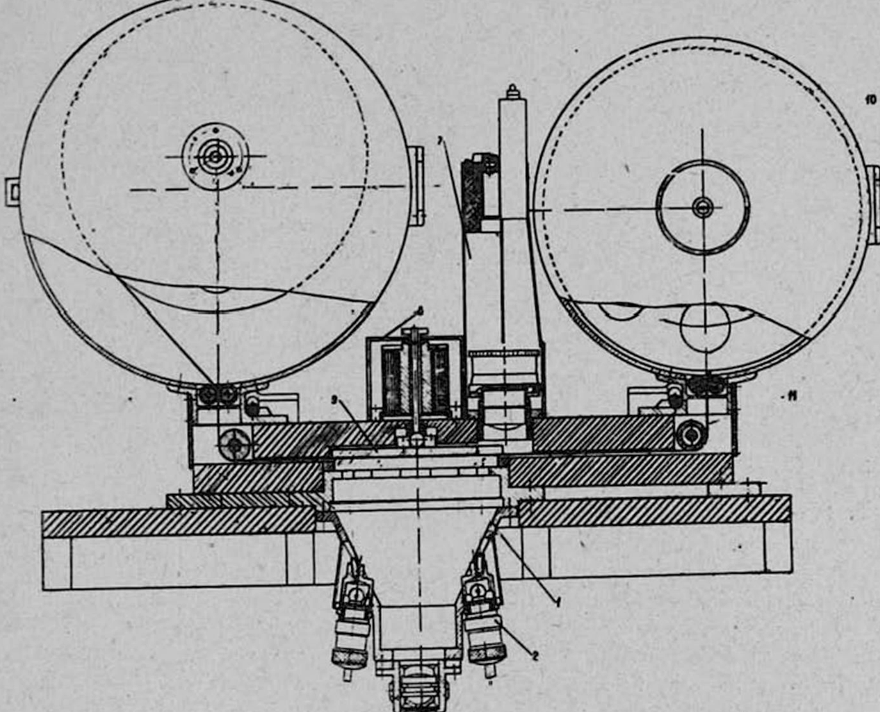


Рис. 2. Схематический чертеж фотоаппарата. 1—корпус камеры КС-III, 2—лампочки подсветки крестов на предметном стекле, 3—объектив, 4—плита для фотокамер, 5—корпус фильмового канала, 6—подающая кассета, 6—блок цифровой системы, 8—электромагнит прижимного столика, 9—прижимной столик, 10—приемная кассета, 11—фотопленка.

мер кадра, номер пленки и зашифрованный в двоичной системе номер кадра в виде черточки и просветов. Обработка фотографий на автоматических и полуавтоматических просмотровых аппаратах с дешифраторами двоичного кода намного ускоряет работу оператора. Кодирование номера кадра производится при помощи двух шаговых искателей ШИ-50. Контакты шаговых искателей разведены на 9 лампочек таким образом, что при каждом последующем кадре комбинация горящих лампочек изменяется на 1 в двоичной системе. Шаговые искатели снабжены устройством установки на нуль. Вся цифровая система собрана в один узел и проектируется между кадрами при помощи отдельного объектива „Юпитер — 12“ (рис. 2).

Во время рабочей съемки вместе с треками частиц фотографируются также реперные перекрестия, нанесенные на днище камеры и на „плавающем“ стекле. По координатам этих перекрестий в программу восстановления пространственной картины вносятся поправки на показатели преломления рабочей жидкости и воды.

Как показали испытания (более 2000 снимков), фоторегистратор при предельно простой конструкции является достаточно надежным в эксплуатации устройством.

Ереванский физический институт Поступила 7.III.1968.

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. С. Алекванян, А. И. Алиханян* и др., ПТЭ (в печати).

ՄԵՏՐԱՆՈՑ ՊԽ—300 ՊՂՊՋԱԿԱՅԻՆ ԽՑԻ ՆԿԱՐԱՀԱՆՄԱՆ ՍԻՍՏԵՄԸ

Հ. Ս. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, Ն. Խ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Բ. Ի. ԲԵԿԿԵՐ, Մ. Մ. ՎԵՐԵՄԵՎ,
Է. Ց. ԼԵՎՈՆՅԱՆ, Ռ. Ն. ՊԻԽՏԵԼԵՎ

Բերված են Կ. Ս.—3 ստերեոֆոտոգրամմետրային խցիկի օպտիկական բնութագրերը և նկարագրված է ֆոտոգրանցիչի կառույցը և մետրանոց պղպջակային խցի նկարահանման սխեման։

PHOTOGRAPHIC SYSTEM OF ONE-METER BUBBLE CHAMBER ПК—300

A. S. ALEXANIAN, N. Kh. HAROOTUNIAN, B. I. BEKKER,
M. M. VEREMEYEV, E. Ts. LEVONIAN, R. N. PIKHTELYEV

The optical characteristics of the stereophotogrammetrical camera KS-III, the description of the photoregister and the photographic scheme of one-meter bubble chamber are given. The objective distortion caused by the refracting medium is less than 0.01 mm. The photographs are made on two 80 mm perforated aerofilms. Each frame has its number, the film number and the frame number code are marked on the side. The frame number code is given by two SHI-50.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 3, 437—442 (1968)

МЕТОДИКА И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

ВРЕМЕННЫЕ ФЛУКТУАЦИИ ФЭУ-36 И ФЭУ-30

Н. А. ДЕМЕХИНА, Р. А. ТЕЙМУРАЗЯН, А. Г. ХУДАВЕРДЯН

В настоящее время по мере улучшения характеристик электронно-измерительной аппаратуры большое внимание уделяется изучению временных флуктуаций фотоумножителей. Этому вопросу посвящено немало статей как теоретического [1], так и методического характера [3, 4]. В работах [3, 4] изучалось влияние на временные характеристики системы ФЭУ+источник света, рабочего напряжения фотоумножителя и освещения фотокатода.

В данной работе исследовалась зависимость временных флуктуаций фотоумножителей типа ФЭУ-30 и ФЭУ-36 от интенсивности светового потока, напряжения на источнике света, а также измерялось временное разрешение системы двух фотоумножителей. Поведение ФЭУ изучалось в условиях, близких к экспериментальным.

1. Аппаратура

Блок-схема аппаратуры приведена на рис. 1. Аппаратура состоит из генератора Г5-11, полупроводникового источника света (ИС) усилителей-формирователей (У-Ф), временно-амплитудного преобразователя (ВАП), спектрометрического усилителя УИС-2, многоканального анализатора АИ-100. В качестве ИС был использован диод на основе фосфида галлия. Длительность импульсов, подаваемых на диод,

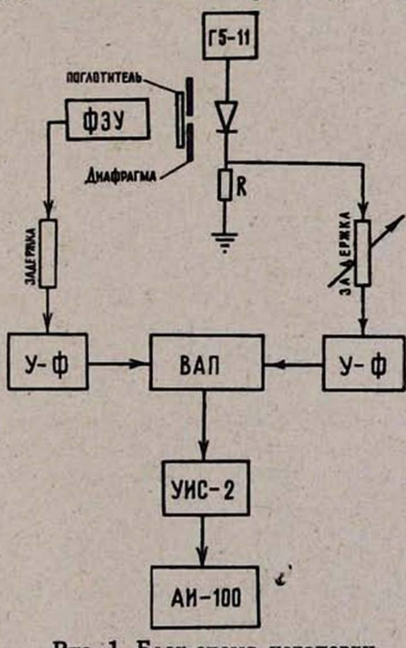


Рис. 1. Блок-схема установки.

составляла 30 *нсек*, амплитуда $13 \div 80$*в*, частота 1500 *гц*. Описание свойств таких источников дано в работе [2].

Временно-амплитудный преобразователь, собранный на лампе 6АЗП, работал по принципу перекрытия импульсов, временное разрешение ВАП составляло $1,15 \cdot 10^{-10}$ *сек* при ширине канала $1,15 \cdot 10^{-10}$ *сек* и диапазоне линейности $6 \cdot 10^{-9}$ *сек*. Разрешающее время не менялось при изменении амплитуды входных сигналов от 0,3 *в* до 20 *в*. Измерения временных флуктуаций фотоумножителей проводились при равномерном освещении фотокатода, диаметр светового пятна был равен 3,5 *см* (исключение составлял п. 4). На один вход конвертора поступал выходной сигнал фотоумножителя, снимаемый с анодного сопротивления 150 *ом*, на другой вход подавался через линию переменной задержки электрический сигнал с сопротивления R (рис. 1). Измерялась ширина кривых совпадений на полувысоте (2τ) для системы ФЭУ + ИС.

2. Режим работы фотоумножителей

Режим работы для каждого отдельного экземпляра фотоумножителя подбирался с помощью потенциометров в делителе. Для всех экземпляров ФЭУ-36 минимальный временной разброс наблюдался в режиме максимального усиления [3]. Для фотоумножителей типа ФЭУ-30 минимальные временные флуктуации имели место в режиме, несколько отличном от режима максимального усиления [5]. Оптимальные условия

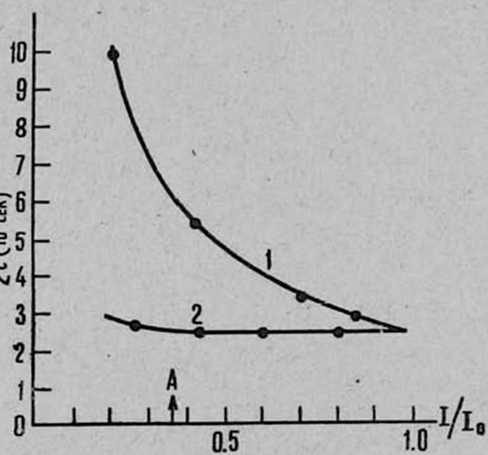


Рис. 2. Кривая 1—зависимость временных флуктуаций ФЭУ-36 от величины светового потока, интенсивность освещения меняется амплитудой импульсов на световом диоде. Кривая 2—та же зависимость для ФЭУ-36 в случае изменения светового потока поглотителями. I/I_0—отношение амплитуды выходного сигнала к максимальной амплитуде I_0, которая соответствует максимальной интенсивности освещения ФЭУ.

Точка A соответствует импульсу от пластического сцинтиллятора при облучении его γ—квантами CO^{60}.

для временного разброса этих типов ФЭУ достигались при режиме максимального усиления на всех каскадах фотоумножителя за исключением напряжений между первым, вторым фокусирующими диодами и первым эмиттером, которые подбирались отдельно для каждого экземпляра. Фотоумножители работали в следующем режиме:

$$R_1 : R_2 : R_3 : R_4 : R_5 = 15\ \textit{ком} : (90 \div 120)\ \textit{ком} : (15 \div 20)\ \textit{ком} : 50\ \textit{ком} : 50\ \textit{ком}$$

После этого подбиралось такое напряжение питания для ФЭУ, при котором наблюдался минимум временных флуктуаций [3, 4]. Было исследовано 4 экземпляра фотоумножителей типа ФЭУ-36 и 6 экземпляров фотоумножителей типа ФЭУ-30. Для ФЭУ-36 временные флуктуации составляли $2\tau = (1,8 \div 3,5) \cdot 10^{-10}$ *сек*, а для ФЭУ-30 — $2\tau = (2,5 \div 6) \cdot 10^{-10}$ *сек*.

3. Зависимость временных флуктуаций от интенсивности освещения

а) Изменение светового потока с помощью напряжения на ИС.

Измерения, проведенные при вариации амплитуды импульсов, подаваемых на диод, от 13 до 80 *в* (интенсивность освещения регистрировалась по амплитуде выходного сигнала фотоумножителя), показали, что ширина кривых совпадений сильно менялась (рис. 2 кривая 1). Полученные данные могут быть объяснены зависимостью свойств ИС от приложенного напряжения или изменением временных флуктуаций ФЭУ при изменении освещения фотокатода. Для выяснения этого воп-

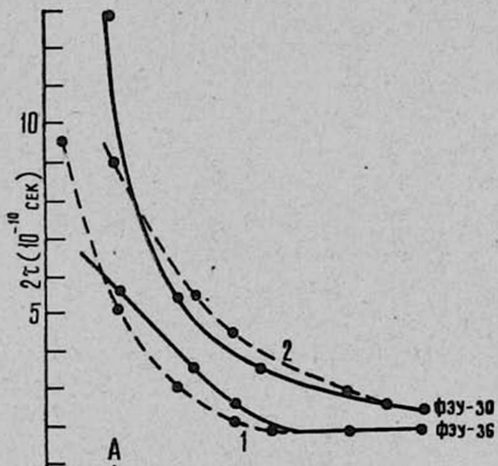


Рис. 3. Зависимость временных флуктуаций (2τ) для ФЭУ-36 (кривая 1) и ФЭУ-30 (кривая 2) от интенсивности освещения. Сплошные кривые в обоих случаях относятся к максимальной поверхности освещения фотокатода (диаметр светового пятна 3,5 *см*). Пунктирные кривые относятся к изменению площади овещения фотокатода с помощью диафрагм. Относительно точки *A* см. рис. 2.

роса были проведены аналогичные измерения при постоянной амплитуде импульсов, подаваемых на ИС.

б) Изменение светового потока поглотителями.

Исследовались временные флуктуации фотоумножителей при постоянной амплитуде напряжения на диоде, равной 80 *в*, и разных значениях интенсивности освещания, полученных с помощью ряда поглотителей. Результаты измерений для двух экземпляров ФЭУ-36 приведены на рис. 2, кривая 2, и рис. 3, кривая 1. Из этих кривых видно, что для фотоумножителей типа ФЭУ-36 существует некоторая область, в которой величина 2τ не зависит от интенсивности освещения, причем эта область различна для различных экземпляров ФЭУ. Временной разброс фотоумножителей типа ФЭУ-30, в отличие от ФЭУ-36, оказался более чувствительным к изменению интенсивности света. Характерная кривая приведена на рис. 3, кривая 2. Анализ этих кривых показывает, что временное разрешение системы ФЭУ + ИС улучшается с с ростом амплитуды импульса, подаваемого на диод, вследствие уменьшения собственных временных флуктуаций ИС и улучшения временных характеристих фотоумножителя с увеличением числа световых квантов, падающих на фотокатод.

4. Зависимость временных флуктуаций от площади освещения фотокатода

Измерялся временной разброс, вносимый фотоумножителем, при различных диаметрах светового пятна на фотокатоде и при постоянной амплитуде импульса на диоде, равной 80 *в*. Результаты измерений для фотоумножителей типа ФЭУ-30 и ФЭУ-36 приведены на рис. 3

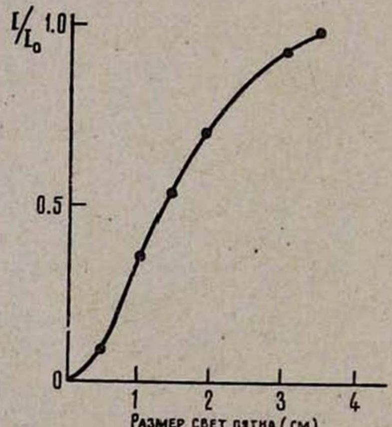


Рис. 4. Зависимость относительной амплитуды выходного сигнала ФЭУ I/I_0 от диаметра светового пятна на фотокатоде.

в виде пунктирных кривых, которые в пределах точности наших измерений ($\pm 0,6 \cdot 10^{-10}$ *сек*) совпадают с кривыми 1 и 2. Зависимость амплитуды выходных импульсов ФЭУ от диаметра светового пятна на фотокатоде приведена на рис. 4. При выполнении условия равенства амплитуд выходных сигналов (т. е. одинаковой интенсивности освещения фотокатода) незавнсимо от диаметра светового пятна величина временнного разброса остается без изменения. Следовательно, можно предполагать, что временные флуктуации в основном зависят от величины светового потока, а не от величины освещения фотокатода (в пределах изменения светового пятна от 1 *см* до 3,5 *см*).

5. Временное разрешение системы двух фотоумножителей. Для исключения флуктуаций диода были проведены измерения временного разрешения системы двух фотоумножителей типа ФЭУ-36. Площадь

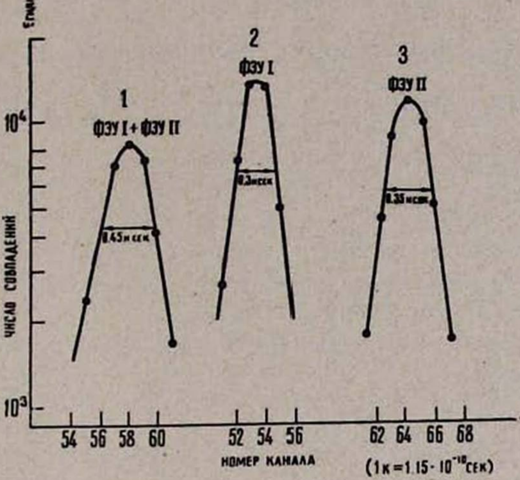


Рис. 5. Кривая временных флуктуаций для системы двух ФЭУ-36 (кривая 1) и для каждого ФЭУ (кривая 2 и 3) со световым источником.

освещения была максимальной, интенсивность падающего света соответствовала импульсам от радиоактивного источника Co^{60} в пластическом сцинтиляторе толщиной 2,3 *см* и диаметром 3 *см*. Предварительно были измерены флуктуации каждого фотоумножителя в отдельности. Временный разброс одного фотоумножителя составлял $3 \cdot 10^{-10}$ *сек* (рис. 5, кривая 2), другого $3,5 \cdot 10^{-10}$ *сек* (рис. 5, кривая 3). Результаты измерений с двумя фотоумножителями приведены на рис. 5, кривая 1, $2\tau = 4,5 \cdot 10^{-10}$ *сек*.

Заключение

Исследование временных флуктуаций ФЭУ-30 и ФЭУ-36 показало' что, в основном, ФЭУ-36 имеют меньшие временные флуктуации, чем ФЭУ-30. Зависимость 2τ от светового потока у ФЭУ-36 более слабая, чем у ФЭУ-30 (имеются даже области, где временные флуктуации, в пределах точности наших измерений $\pm 0,6 \cdot 10^{-10}$ *сек*, не зависят от светового потока).

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Г. А. Вартапетяну за постоянный интерес к работе и ценные замечания.

Ереванский физический институт

Поступила 11.VII.1968

ЛИТЕРАТУРА

1. *E. Gatti, V. Svelto*, Nucl. Instr. Meth. 43, 248 (1966).
2. *В. И. Рыкалин, Т. Г. Кмита, И. В. Рыжиков, И. А. Новоселова*. ОИЯИ, 2466 (1965).
3. *M. Bonitz, W. Meling*, Nucl. Instr. Meth. 29, 309 (1964).
4. *А. А. Воробьев, Ю. В. Доценко, Д. М. Селиверстов, Б. В. Царенков*, Изв. АН СССР, 1, 135 (1966).
5. *Ю. А. Кулинич, В. Г. Рукавишников*. ПТЭ 6, 140 (1967).

ФЭУ-36-Ի ԵՎ ФЭУ-30-Ի ԺԱՄԱՆԱԿԱՅԻՆ ՖԼՈՒԿՏՈՒԱՑԻԱՆԵՐԸ

Ն. Ա. ԴԵՄՅՈԽԻՆԱ, Ռ. Ա. ԹԵՅՄՈՒՐԱԶՅԱՆ, Ա. Գ. ԽՈՒԴԱՎԵՐԴՅԱՆ

Ուսումնասիրված են ФЭУ-30 *և* ФЭУ-36 *ֆոտոբազմապատկիչների ժամանակային հատկությունները։ Որպես լույսի աղբյուր է ծառայել հալլիումի ֆոսֆիդից կիսահաղորդչային դիոդը։ Չափումներում օգտագործվել է «իմպուլսների համընկման» եղանակով գործող ամպլիտուդա-ժամանակային փոխակերպիչը, որի ժամանակային դիսպերսիան* $< 1{,}15.10^{-10}$ *վրկ. Ժամանակի մինիմալ ցրումը* ФЭУ+*լույսի աղբյուր սիստեմի համար կազմում է* $1{,}8.10^{-10}$ *վրկ.* ФЭУ-36-*ի համար և* $2{,}5.^{-10}$ *վրկ.* ФЭУ-30-*ի համար։*

Դիտարկված է նաև լուսային հոսքի ինտենսիվության ազդեցությունը ֆոտոբազմապատկիչի ժամանակային ցրման վրա։

TIME FLUCTUATION OF PM-36 AND PM-30

N. A. DEMYOKHINA, R. A. TAYMOORAZIAN, A. G. KHOODAVERDIAN

The time resolution of PM-36 and PM-30 photomultipliers has been investigated using a phosphide gallium semiconductor diode as a light pulse generator.

A time-to-height converter working on the basis of the pulse overlap principle with a time resolution $1{,}\ 15 \cdot 10^{-10}$ sec is applied for the measurements. The minimum time spread for PM+light generator system is equal to $1{,}8 \cdot 10^{-10}$ sec and $2{,}5 \cdot 10^{-10}$ sec for PM-36 and PM-30 respectively. The light flux intensity effect on the time spread conditioned by the photomultiplier is considered also.

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

3-го тома за 1968 г.

ՀԵՂԻՆԱԿԱՅԻՆ ՑԱՆԿ

ՀԱՏՈՐ 3, 1968 Թ.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

ՀԱՄԱՌՈՏ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ

ՓՈՐՁԻ ՄԵԹՈԴԻԿԱՆ ԵՎ ՏԵԽՆԻԿԱՆ

СОДЕРЖАНИЕ