

Это позволит достигнуть более высокой точности определения направления прихода первичной частицы и величины ее пробега взаимодействия.

6. Измерение формы черенковского импульса с дискретностью 100 нс дает возможность еще одним, независимым способом определять величину зенитного угла прихода первичной частицы.

7. Аэростатный прибор и весь эксперимент требует намного меньшего финансирования.

8. В спутниковом эксперименте возможно использовать лишь  $\sim 0.1$  времени экспозиции и, по причине наличия облачности, величина эффективного телесного угла будет заметно меньше, чем в аэростатном эксперименте. Вследствие этого объем статистического материала, получаемого в период 100-суточного сеанса аэростатных измерений, сопоставим с тем, который можно получить в период годичных спутниковых измерений.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 98-02-16227а и 01-02-16080а) и программы «Университеты России — фундаментальные исследования» (грант 02-02-15).

## Литература

1. Nagano M. // Nucl. Phys. (Proc. Suppl.). 1997. **B52**. P. 71.
2. Вильданова Л.И., Дятлов П.А., Нестерова Н.М. и др. // Изв. РАН, сер. физ. 1994. **58**, №12. С. 79.
3. Чудаков А.Е. // Экспериментальные методы космических лучей сверхвысоких энергий: Материалы Всесоюз. симп. Якутск, 1972. С. 69.
4. Antonov R.A., Ivanenko I.P., Rubtsov V.I. // Proc. 14 ICRC. München, 1975. V. 9. P. 3360.
5. Антонов Р.А., Иваненко И.П., Кузьмин В.А. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1986. **50**, №11. С. 2217.
6. Антонов Р.А., Петрова Е.А., Федоров А.Н. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1995. №4. С. 102 (Moscow University Phys. Bull. 1995. No. 4. P. 93).
7. Antonov R.A., Chernov D.V., Fedorov A.N. et al. // Proc. of Workshop on Observing Giant Cosmic Ray Air Showers from  $> 10^{20}$  eV Particles from Space // AIP Conf. Proc. 1998. P. 367.
8. Antonov R.A., Chernov D.V., Petrova E.A. et al. // Proc. 26 ICRC. Utah, 1999, HE 2.2.34.

Поступила в редакцию  
12.02.01

## РАДИОФИЗИКА

УДК 537.222

### МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ЗАРЯДОВ НА ПОВЕРХНОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ

И. А. Елкин, В. П. Митрофанов

(кафедра молекулярной физики и физических измерений)

E-mail: ela@hbar.phys.msu.su

Создана экспериментальная установка и разработана методика измерения вариаций плотности электрического заряда на поверхности плавленого кварца в вакууме. Рассчитано и экспериментально определено оптимальное значение расстояния между поверхностями зонда и образца, обеспечивающее максимальную чувствительность. Достигнуты разрешения  $2 \cdot 10^{-16}$  и  $4 \cdot 10^{-17}$  Кл/см<sup>2</sup> при площадях зондов 0.1 и 0.8 см<sup>2</sup> соответственно.

Лазерные интерферометрические детекторы гравитационного излучения (проекты LIGO, VIRGO, GEO [1, 2]), которые, по-видимому, начнут работать в 2002 г., будут, как предполагается, регистрировать амплитуды колебаний пробных масс (зеркал интерферометра) величиной около  $2 \cdot 10^{-19}$  м, что соответствует действующей на них силе  $2 \cdot 10^{-12}$  Н [3]. Оптическая система детектора требует подстройки и поддержания на постоянном уровне с точностью около  $10^{-10}$  м расстояния между зеркалами, которое может меняться из-за термических, сейсмических и других возмущений. На втором этапе LIGO эта подстройка, по-видимому, будет реализована с помощью действующих на зеркала электростатических сил, управляемых системами обратных

связей. Наличие электрических зарядов на зеркалах и их флуктуации с характерными частотами, попадающими в полосу пропускания детектора, может ограничить его чувствительность. Причинами возникновения зарядов могут быть поверхностные адсорбционные процессы [4], космические лучи и радиационный фон [5].

В связи с этим необходимо изучить релаксацию электрических зарядов, находящихся на поверхности кварцевого стекла (модели зеркала детектора гравитационного излучения). Наиболее широко применяемым методом измерения поверхностных зарядов и потенциалов является метод динамического конденсатора. Его разрешение в стандартных измерителях обычно составляет около  $10^{-11}$  Кл/см<sup>2</sup> [6].

Существуют различные модификации этого метода (см., напр., [7–9]), позволяющие повысить его разрешение и точность. Заметим, что, как правило, все измерительные устройства предназначены для работы при атмосферном давлении.

Цель настоящей работы состояла в создании экспериментальной установки, предназначенной для измерения вариаций поверхностного заряда на образцах из плавленого кварца в вакууме, и в достижении максимального разрешения путем оптимизации расстояния между измерительным зондом и образцом.

В созданной экспериментальной установке (рис. 1) измерение поверхностной плотности заряда осуществлялось методом динамического конденсатора. Измерительный зонд 1 диаметром  $2a$  был установлен на ножке камертона на расстоянии  $d_p$  от поверхности закрепленного в держателе кварцевого образца 2 толщиной  $h \approx 0.9$  см. С противоположной стороны вплотную к образцу располагалась заземленная металлическая пластина. Амплитуду колебаний камертона регистрировал емкостный датчик, сигнал с которого поступал через усилитель на компьютер. Частота колебаний камертона  $\nu$  составляла около 88 Гц. Колебания камертона возбуждались с помощью электромагнита 3 в режиме автоколебаний с использованием сигнала с емкостного датчика. Напряжение с зонда подавалось на низкошумящий электрометрический операционный усилитель (ЭУ) с высоким входным сопротивлением ( $R \approx 10^{15}$  Ом) и малой входной емкостью ( $C_{\text{амп}} \approx 0.8$  пФ). Микросхема ЭУ была установлена непосредственно в вакуумной камере вблизи зонда. Входное сопротивление ЭУ шунтировалось сопротивлением  $R = 22$  ГОм для улучшения стабильности его работы. Напряжение с ЭУ через узкополосный усилитель и АЦП поступало на персональный компьютер для записи и обработки.

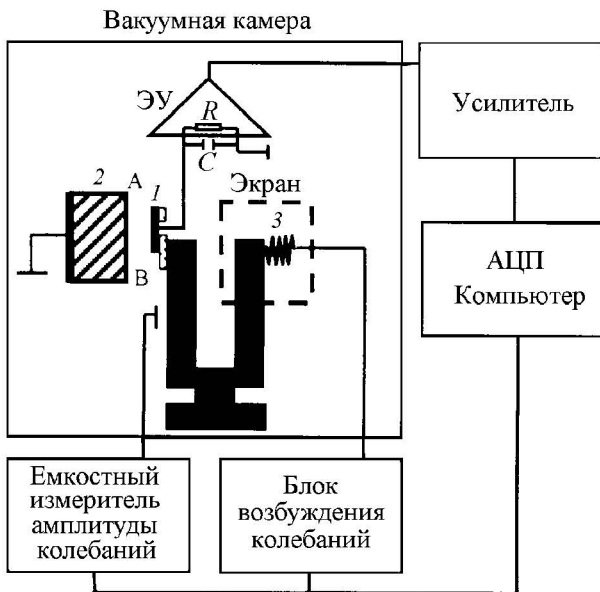


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки

Проведем расчет напряжения на входе ЭУ при условии, что на поверхности  $AB$  кварцевого образца (см. рис. 1) находится заряд с равномерно распределенной плотностью  $\sigma$ . Пусть  $E_b$  и  $E_p$  — соответственно напряженности электрического поля внутри образца и между образцом и зондом. Из условия непрерывности нормальной компоненты вектора электрической индукции следует:

$$E_p - \varepsilon E_b = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}, \quad (1)$$

где  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость образца,  $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная. Рассматривая полный контур, получаем

$$V = hE_b + d_p E_p, \quad (2)$$

$$\dot{q}_p = -\frac{V}{R} - C\dot{V}, \quad (3)$$

где  $V$  — напряжение на входе ЭУ,  $-q_p$  — заряд, индуцированный на зонде. Емкость  $C$  представляет собой сумму входной емкости  $C_{\text{амп}}$  усилителя и паразитной емкости зонда и подводящих проводов. Уравнения (1)–(3) написаны для плоских электродов и диэлектрической пластины в пренебрежении краевыми эффектами. Вводя обозначения  $C_b = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{h}$ ,  $C_p = \frac{\varepsilon_0 S}{d_p}$ ,  $q_b = \varepsilon\varepsilon_0 S E_b$ ,  $q_p = \varepsilon_0 S E_p$ ,  $Q = \sigma S$ , где  $q_b$  — заряд, индуцированный на прилегающей к образцу металлической пластине,  $S = \pi a^2$  — площадь рабочей поверхности зонда, запишем уравнения (1) и (2) в новых обозначениях:

$$q_p = q_b + Q, \quad V = \frac{q_b}{C_b} + \frac{q_p}{C_p},$$

где  $C_b, C_p, q_b, q_p$  можно интерпретировать как емкости соответствующих электродов и их заряды. Из этой системы уравнений получаем следующее уравнение для напряжения  $V$ :

$$\left(1 + \frac{C}{C_b} + \frac{C}{C_p}\right) \frac{dV}{dt} + \left\{ \frac{1}{RC_b} + \frac{1}{RC_p} - \frac{C_b C_p}{C_b + C_p} \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{C_p} \right) \right\} V = \frac{C_p Q}{C_b + C_p} \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{C_p} \right). \quad (4)$$

Зонд совершает колебания с частотой  $\omega = 2\pi\nu$  и амплитудой  $\Delta d$ , так что

$$d_p = d + \Delta d \cos \omega t.$$

Решая уравнение (4) при условии  $\Delta d/d \ll 1$  с точностью до членов первого порядка малости по  $\Delta d/d$  и оставляя лишь стационарное решение, получаем

$$V \approx \frac{Q}{C} \frac{\Delta d}{d} \left(1 + \frac{C_b}{C_{p0}} + \frac{C_b}{C}\right)^{-1} \left(1 + \frac{C_{p0}}{C_b}\right)^{-1} \times$$

$$\times \frac{1}{\sqrt{1 + \text{ctg}^2 \varphi}} \sin(\omega t - \varphi), \quad (5)$$

где  $\text{ctg} \varphi = (\omega RC_{\text{ef}})^{-1}$ ,  $C_{\text{ef}} = C + C_{p0}C_b/(C_{p0} + C_b)$ , а индексом «0» обозначено значение  $C_p$  при неподвижном зонде. Учитывая, что  $\text{ctg} \varphi \ll 1$ , находим из (5) величину амплитуды  $U$  напряжения на входе ЭУ:

$$U \approx \frac{\sigma S}{C} \left( \frac{\Delta d}{d} \right) F, \quad (6)$$

где

$$F \approx \left( 1 + \frac{C_b}{C_{p0}} + \frac{C_b}{C} \right)^{-1} \left( 1 + \frac{C_{p0}}{C_b} \right)^{-1}. \quad (7)$$

Выражение (6) определяет соотношение между амплитудой напряжения  $U$  и поверхностной плотностью заряда  $\sigma$  на образце. Отметим, что функция  $F$  достигает максимума при условии

$$\frac{C_b}{C_{p0}} = \sqrt{1 + \frac{C_b}{C}}, \quad (8)$$

т.е. при определенном значении величины зазора между зондом и образцом:

$$d_{\text{max}} = \frac{h}{\varepsilon} \sqrt{1 + \frac{\varepsilon_0 S / C}{h / \varepsilon}}. \quad (9)$$

Зависимость  $U$  от расстояния между зондом и образцом  $d$  измерялась следующим образом. На рабочей поверхности образца из плавленого кварца методом контактной электризации (натиранием шелковой тряпочкой) создавался электрический заряд. Этот заряд уменьшался со временем из-за утечки, связанной с конечным значением поверх-

ностного сопротивления образца, однако при временах измерения, значительно меньших времени релаксации заряда, его изменением можно было пренебречь. Измеренные и рассчитанные зависимости функции  $F$  от  $d$  представлены на рис. 2 для двух значений диаметра зонда: 4 и 10 мм. Максимум функции  $F$ , определенный экспериментально, оказался сдвинутым относительно значения, даваемого формулой (9), что, по-видимому, связано с наличием краевых эффектов. Для учета этих эффектов заменим  $C_b$  на  $C'_b = \frac{\varepsilon_0 S_b}{h}$ . Тогда из выражения (8) получим уточненную формулу для определения величины зазора между зондом и образцом, при котором функция  $F$  достигает максимума:

$$d'_{\text{max}} = \frac{h}{\varepsilon} \frac{S}{S_b} \sqrt{1 + \frac{\varepsilon_0 S_b / C}{h / \varepsilon}}, \quad (10)$$

где отношение  $S_b/S$  определяется из эксперимента. Формулу (10) можно интерпретировать следующим образом: зонд регистрирует сигнал, наведенный с поверхности образца площадью  $S_b$ , несколько превышающей площадь зонда. Варьирование значений параметров  $C$  и  $S_b$  в формуле (7) приводит к хорошему согласию расчетных кривых с экспериментальными при  $S_b/S \approx 1.35$ ,  $C \approx (2.2 \pm 0.1)$  пФ для  $a = 2$  мм и  $C \approx (3.0 \pm 0.3)$  пФ для  $a = 5$  мм.

Калибровка установки осуществлялась следующим образом. Образец из плавленого кварца был заменен образцом из кристаллического кварца, вырезанным таким образом, чтобы кристаллографические оси совпадали с направлением ребер образца, и ось  $X_1$  была направлена перпендикулярно поверхности зонда. Нагрузка кристаллического кварца весом калиброванных грузов создавала в нем электри-

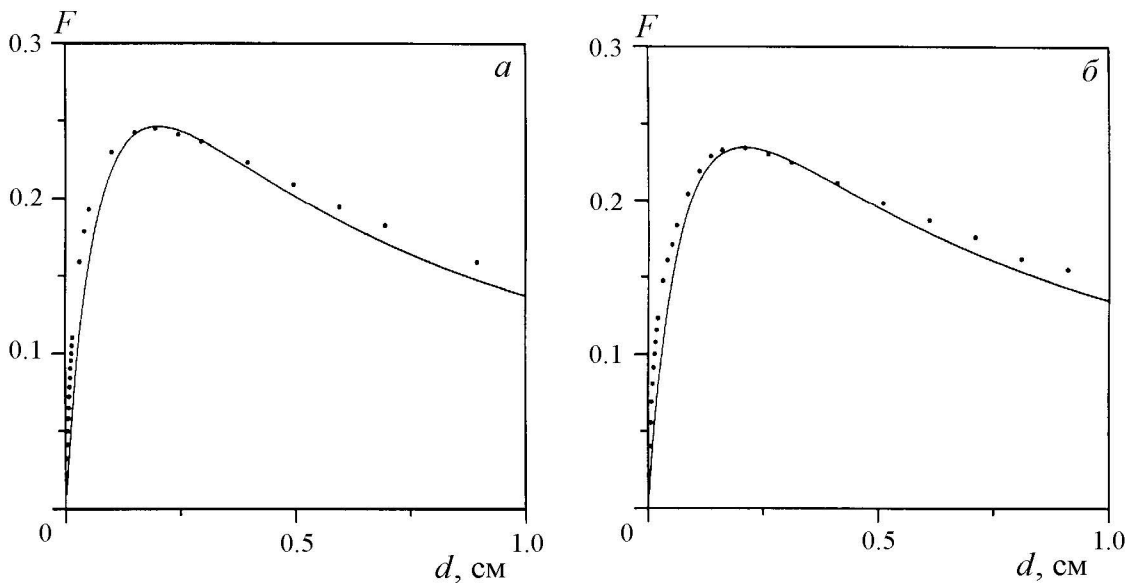


Рис. 2. Зависимость функции  $F$  от расстояния  $d$  между зондом и образцом для зондов с диаметрами 4 (а) и 10 мм (б). Сплошная линия — расчетная кривая

ческую поляризацию. Эквивалентная поверхностная плотность электрического заряда рассчитывалась из известного значения пьезомодуля кристаллического кварца  $d_{12}$ .

Калибровочные зависимости амплитуды напряжения на входе ЭУ от поверхностной плотности заряда при амплитуде колебаний камертона  $\Delta d \approx 0.08d$  представлены на рис. 3 для двух зондов диаметрами 4 и 10 мм. Из этих зависимостей определялся коэффициент пропорциональности между амплитудой  $U$  и величиной  $\sigma$ .

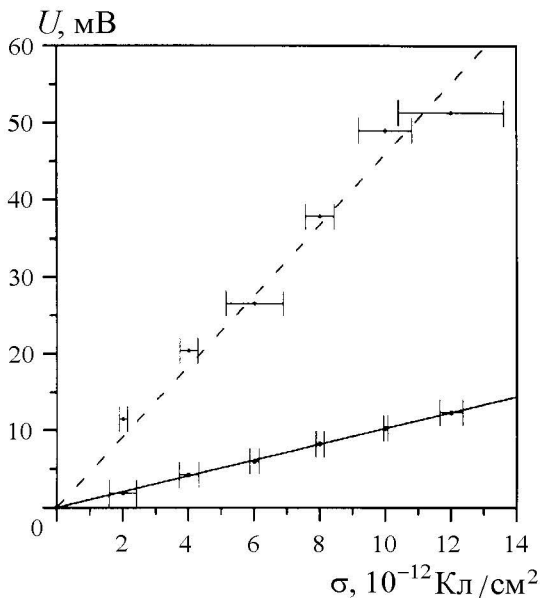


Рис. 3. Калибровочные зависимости амплитуды напряжения на входе ЭУ от поверхностной плотности заряда на образце для зондов с диаметрами 4 (сплошная кривая) и 10 мм (пунктирная линия) при амплитуде колебаний камертона  $\Delta d \approx 0.08d$  и  $d \approx 2$  мм

Минимальное регистрируемое изменение плотности электрического заряда  $\sigma_{\min}$  ограничено шумом во входной цепи усилителя. Спектральную плотность шумового напряжения  $S_U$  в рабочей области частот можно рассчитать, используя формулу Найквиста для теплового шума, генерируемого сопротивлением  $R$  на входе ЭУ, и паспортные значения шумовых характеристик микросхемы AD 549, примененной в качестве ЭУ. При условии  $\omega RC_{\text{ef}} \gg 1$  получаем

$$S_U \approx \frac{4kTR}{(\omega RC_{\text{ef}})^2} + S_{U_{\text{amp}}} + \frac{1}{(\omega C_{\text{ef}})^2} S_{I_{\text{amp}}}, \quad (11)$$

где  $S_{U_{\text{amp}}} = 3.6 \cdot 10^{-15} \text{ В}^2/\text{Гц}$ ,  $S_{I_{\text{amp}}} = 1.2 \times 10^{-32} \text{ А}^2/\text{Гц}$  — спектральные плотности шумового напряжения и шумового тока усилителя,  $k$  — постоянная Больцмана. Подстановка значений соответствующих параметров в формулу (11) дает  $\sqrt{S_U} \approx 0.7 \text{ мкВ} \cdot \text{Гц}^{-1/2}$ . С учетом шумов последующего усилителя уровень шумового напряжения на входе ЭУ составлял около  $0.9 \text{ мкВ} \cdot \text{Гц}^{-1/2}$ , что соответствует измеренному значению.

Пока не удалось полностью исключить паразитные эффекты, дающие вклад в сигнал с зонда. К ним относятся контактная разность потенциалов между зондом и окружающими металлическими элементами установки, а также поля электростатических зарядов, находящихся на диэлектрической пластинке, к которой крепится зонд. Поскольку эти эффекты зависят от внешних условий, они приводят к дрейфу амплитуды напряжения на выходе ЭУ, имитирующему изменение поверхностного заряда на образце. Типичная измеренная временная зависимость сигнала с зонда, приведенного к соответствующей ему эквивалентной плотности электрического заряда на поверхности образца из плавленного кварца, показана на рис. 4. В связи с тем, что не известна величина паразитного сигнала, можно указать только верхнюю границу изменения плотности электрического заряда:  $1 \cdot 10^{-16} \text{ Кл} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{ч}^{-1}$ .

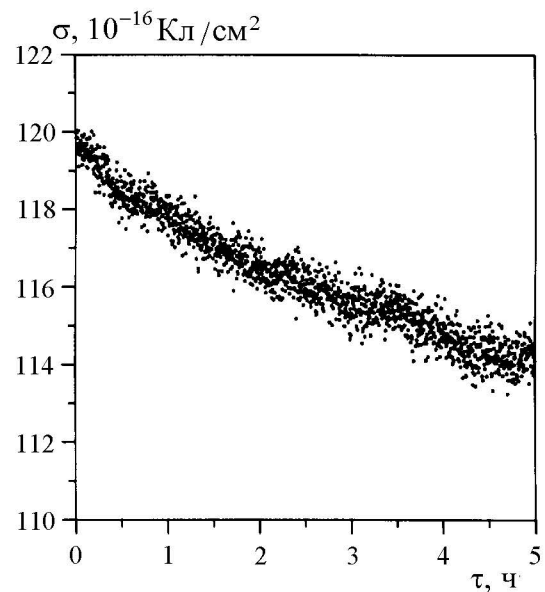


Рис. 4. Типичная временная зависимость сигнала с зонда, приведенного к эквивалентной плотности поверхностного электрического заряда  $\sigma$

Используя результаты калибровки и измеренный уровень шумов усилителя, получаем, что разработанная методика позволяет измерять вариации плотности поверхностного заряда на образцах из плавленного кварца  $\sim 2 \cdot 10^{-16} \text{ Кл}/\text{см}^2$  при диаметре зонда 4 мм и  $\sim 4 \cdot 10^{-17} \text{ Кл}/\text{см}^2$  при диаметре зонда 10 мм в полосе частот 1 Гц, если  $d \approx 2$  мм и  $\Delta d/d \approx 0.4$ .

Авторы благодарят В.Б. Брагинского за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 99-02-18366-а).

#### Литература

1. Abramovich A., Althouse W., Drever W. et al. // Science. 1992. **256**. P. 325.
2. Barish B.C., Weiss R. // Phys. Today. 1999. **10**. P. 44.
3. Брагинский В.Б. // УФН. 2000. **170**, № 7. С. 743.

4. Киселев В.Ф., Козлов С.Н., Зотеев А.В. Основы физики поверхности твердого тела. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1999.
5. Jafry Y., Sumner T.J. // *Class. Quantum Grav.* 1997. **44**. P. 1567.
6. Электреты / Под ред. Г. Сесслера. М.: Мир, 1983.
7. Астров Д.Н., Ермаков Н.Б., Коростин С.В. // Письма в ЖЭТФ. 1998. **67**, № 1. С. 15.
8. Yves Martin, David W. Abraham, H. Kumar Wickramasingh // *Appl. Phys. Lett.* 1988. **52**, No. 13. P. 1103.
9. Harris L. B., Fiasson J. // *J. Phys. E: Sci. Instrum.* 1984. **17**. P. 788.

Поступила в редакцию  
30.03.01

## ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 543. 424

### КР-СПЕКТРОСКОПИЯ ВОДНОГО РАСТВОРА АГГЛЮТИНИНА РИЦИНА В ПРИСУТСТВИИ ХЛОРИДА ГУАНИДИНА

Н. Н. Брандт, О. В. Воронина, Ю. А. Савочкина<sup>\*)</sup>, А. И. Сотников,  
А. Г. Тоневицкий<sup>\*\*)</sup>, А.Ю. Чикишев

(кафедра общей физики и волновых процессов)

E-mail: ach@lasmed.ilc.msu.su

**Частичная денатурация рибосоминактивирующего белка агглютинина рицина под действием хлорида гуанидина (модель взаимодействия с клеточной мембраной) приводит к перестройке его вторичной структуры, проявляющейся в изменениях полос амид III и, предположительно, амид VII. Конформационно-чувствительные полосы, соответствующие колебаниям триптофана и дисульфидных мостиков, изменений не претерпевают.**

#### Введение

КР-спектроскопия — один из сравнительно немногих экспериментальных методов, позволяющих проводить исследования структуры и конформационной динамики биомолекул в нативной (обычно водной) среде. В КР-спектрах белков можно выделить ряд спектральных полос, анализ которых позволяет определять конформацию различных аминокислотных остатков, дисульфидных мостиков, а также вторичную структуру молекул [1]. Так, анализируя полосу амид III, которая отвечает колебаниям пептидных связей, можно определить содержание  $\alpha$ -спирали,  $\beta$ -структуры и неупорядоченной структуры в молекуле белка. Анализ линий, отвечающих валентным колебаниям S-S, позволяет определять конформацию дисульфидных мостиков. Ранее было показано, что КР-спектроскопия позволяет получить информацию об изменениях структуры ферментов при лигандировании и неспецифических взаимодействиях [2, 3].

Любая молекула белка-фермента выполняет определенную функцию. В частности, функция рибосоминактивирующих белков, используемых для создания иммунотоксинов, заключается в инактивации белоксинтезирующей системы клетки-мишени [4]. Для выполнения своей функции ферменту необходимо проникнуть в цитоплазму клетки через

мембрану. Это возможно только в том случае, если молекула белка имеет определенную конформацию. Так, молекулы рибосоминактивирующих белков второго типа состоят из активной (А) и связывающей (В) субъединиц. В-цепь содержит область, отвечающую за связывание с клеточными рецепторами и проникновение токсина в цитоплазму, а субъединица А обладает ферментативными свойствами [5]. Молекула агглютинина рицина состоит из четырех субъединиц. Две А- и две В-субъединицы соединены тремя дисульфидными связями, так что схематически молекула агглютинина рицина может быть представлена в виде В-А-А-В [6].

Внутриклеточная среда сильно отличается от водной. Известно, что белок в результате проникновения его через мембрану внутрь клетки частично денатурируется [7, 8]. В настоящей работе в качестве денатурирующего агента был выбран хлорид гуанидина (ХГ).

Целью настоящей работы является сравнение конформационных особенностей агглютинина рицина в нативной среде и в среде, моделирующей клеточную мембрану. Полученная таким образом информация может быть использована для выяснения механизмов переноса токсинов через мембрану клетки и создания новых иммунотоксинов, специфически воздействующих на определенные виды клеток.

<sup>\*)</sup> Государственный научный центр «ГНИИгенетика».

<sup>\*\*)</sup> НИИ трансплантологии и искусственных органов.