

ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ БІЛІМ ЖӘНЕ ҒЫЛЫМ МИНИСТРЛІГІ
Л.Н. ГУМИЛЕВ АТЫНДАҒЫ ЕУАЗИЯ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ



ЖАС ҒАЛЫМДАР КЕҢЕСІ



Студенттер мен жас ғалымдардың
«ҒЫЛЫМ ЖӘНЕ БІЛІМ - 2016» атты
XI Халықаралық ғылыми конференциясының
БАЯНДАМАЛАР ЖИНАҒЫ

СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ
XI Международной научной конференции
студентов и молодых ученых
«НАУКА И ОБРАЗОВАНИЕ - 2016»

PROCEEDINGS
of the XI International Scientific Conference
for students and young scholars
«SCIENCE AND EDUCATION - 2016»

2016 жыл 14 сәуір
Астана

**ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ БІЛІМ ЖӘНЕ ҒЫЛЫМ МИНИСТРЛІГІ
Л.Н. ГУМИЛЕВ АТЫНДАҒЫ ЕУРАЗИЯ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ**

**Студенттер мен жас ғалымдардың
«Ғылым және білім - 2016»
атты XI Халықаралық ғылыми конференциясының
БАЯНДАМАЛАР ЖИНАҒЫ**

**СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ
XI Международной научной конференции
студентов и молодых ученых
«Наука и образование - 2016»**

**PROCEEDINGS
of the XI International Scientific Conference
for students and young scholars
«Science and education - 2016»**

2016 жыл 14 сәуір

Астана

ӘӨЖ 001:37(063)

КБЖ 72:74

Ғ 96

Ғ96 «Ғылым және білім – 2016» атты студенттер мен жас ғалымдардың XI Халық. ғыл. конф. = XI Межд. науч. конф. студентов и молодых ученых «Наука и образование - 2016» = The XI International Scientific Conference for students and young scholars «Science and education - 2016» . – Астана: [http://www.enu.kz/ru/nauka/ nauka-i-obrazovanie/](http://www.enu.kz/ru/nauka/nauka-i-obrazovanie/), 2016. – б. (қазақша, орысша, ағылшынша).

ISBN 978-9965-31-764-4

Жинаққа студенттердің, магистранттардың, докторанттардың және жас ғалымдардың жаратылыстану-техникалық және гуманитарлық ғылымдардың өзекті мәселелері бойынша баяндамалары енгізілген.

The proceedings are the papers of students, undergraduates, doctoral students and young researchers on topical issues of natural and technical sciences and humanities.

В сборник вошли доклады студентов, магистрантов, докторантов и молодых ученых по актуальным вопросам естественно-технических и гуманитарных наук.

ӘӨЖ 001:37(063)

КБЖ 72:74

ISBN 978-9965-31-764-4

©Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия
ұлттық университеті, 2016

Для 1 мл воды, диапазон скорости воздуха был в пределах 2-2,30 м/с. Как показано на графике (рис.6.), температура постепенно снизилась до $\sim 22,4^{\circ}\text{C}$, затем был рост. Вследствие большего объема и скорости, вода испарилась при $21,6^{\circ}\text{C}$.

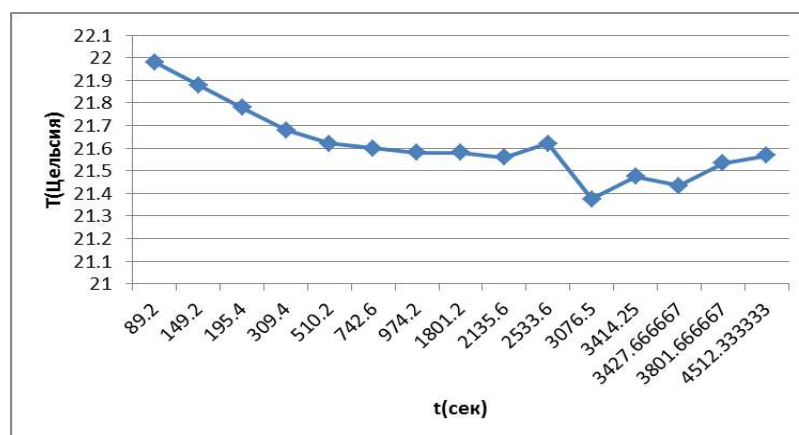


Рис. 6. График зависимости температуры испарения от времени для 1 мл.

Заключение

Экспериментально изучен процесс испарения жидкости при комнатной температуре, с помощью цикла Майсоценко, в зависимости от объема воды и начальной температуры. Обнаружено, что по мере испарения жидкости температура медленно уменьшается на 3-6 градусов, доходя до определенного минимума, затем постепенно повышается до начальной температуры, по мере уменьшения объема испаряемой влаги. Данная установка будет использована для дальнейших измерений скорости испарения морской воды и для измерений морской воды с коллоидными растворами наночастиц.

Список использованных источников

1. Берман Л.Д. Испарительное охлаждение циркуляционной воды. – М.: 1957, 220 с.
2. physics.ru
3. Hakan Caliskan, Arif Hepbasli, Ibrahim Dincer, Valeriy Maisotsenko Thermodynamic performance assessment of a novel air cooling cycle: Maisotsenko cycle //International Journal of Refrigeration. 2011. №4. P. 980–990.
4. А.А. Халатов, И.Н. Карп, Б.В. Исаков Термодинамический цикл Майсоценко и перспективы его применения в Украине // Вестник Национальной Академии Наук Украины. 2013. № 2. С. 38-50.

УДК 539.126.4

ВЫЧИСЛЕНИЕ БРЕНЧИНГОВ $B \rightarrow S$ ПЕРЕХОДОВ В КОВАРИАНТНОЙ МОДЕЛИ КВАРКОВ

Исадыков Айдос Нурланович

PhD докторант 3 курса Физико-технического факультета

ЕНУ им. Л.Н.Гумилева, Астана, Казахстан

Научный руководитель – С.К. Сахиев

Основной идеей теоретических исследований в области тяжелых кварков является отделение вклада малых расстояний, описание которых возможно в рамках пертурбативной квантовой хромодинамики (КХД), от вкладов больших расстояний, для описания которых

необходимо привлекать непertурбативные методы. Наиболее популярным и простым методом является так называемая наивная факторизация, основанная на выводе эффективных слабых гамильтонианов, которые описывают слабые переходы кварков и лептонов. Эффективные гамильтонианы слабых взаимодействий представляют собой набор локальных кварк-кварковых и кварк-лептонных операторов, умноженных на так называемые коэффициенты Вильсона. Коэффициенты Вильсона характеризуют динамику малых расстояний и могут быть оценены пертурбативными методами с помощью операторных разложений. При вычислении матричных элементов локальных операторов между начальными и конечными состояниями требуется использовать непertурбативные методы. При этом, необходимо знать, каким образом адроны построены из кварков. Технически, любой матричный элемент локального оператора может быть выражен через набор лоренцевых структур, умноженных на скалярные функции, которые зависят от кинематических переменных. Данные скалярные функции называются формфакторами.

Константы связи g_H определяются из условия связанности $Z_H = 0$, и в дальнейшем используются во многих разделах физики частиц. Здесь Z_H константа перенормировки волновой функции адрона. Условие связанности означает, что константа перенормировки адронного поля Z_H , появившейся в результате взаимодействия с его конститuentами должна быть положена равной нулю $Z_H = 0$. В случае простейшего скалярного (псевдоскалярного) бесспинового поля данное условие записывается в виде:

$$Z_M = 1 - g_M^2 \Pi'_M(m_M^2) = 0, \quad (1)$$

где $\Pi'_M(m_M^2)$ есть производная массового оператора, соответствующего в лидирующем по $1/N_c$ - разложению собственной энергетической диаграмме на рисунке 1.

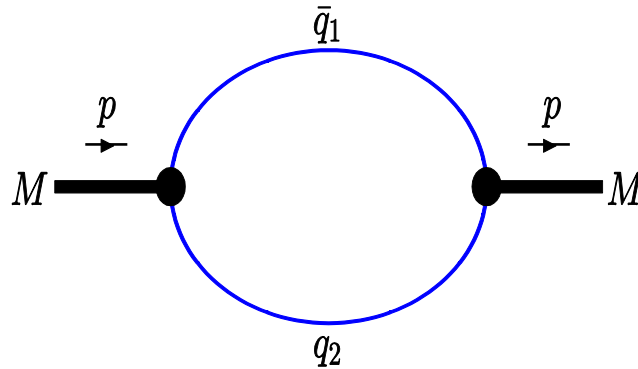


Рисунок 1. Собственная энергетическая диаграмма мезона, состоящего из кварка и антикварка

Чтобы пояснить физический смысл условия связанности, напомним, что константа перенормировки Z_M также имеет смысл как величина квадрата матричного элемента между физическим ("одетым") и соответствующим затравочным ("голым") состоянием. Если $Z_M = 0$, то это означает, что физическое состояние не содержится в "голом" состоянии и, поэтому, является связанным состоянием из его конститuentов. Другими словами, в исходном лагранжиане содержатся как конститuentы (кварки), так и адронные состояния, все рассматриваются как элементарные частицы. В результате их взаимодействия, описываемого соответствующим лагранжианом взаимодействия (9), происходит процесс "одевания" голых адронных состояний, в результате которого перенормируется их массы и волновые функции. Условие $Z_M = 0$ означает, что, во-первых, адронные состояния

предстают как связанные состояния, и, во-вторых, кварковые степени свободы исключаются из пространства физических состояний, гарантируя тем самым отсутствие двойного счёта. Конституенты (кварки) могут находиться только в виртуальном состоянии. Одним из важных следствий условия связанности является отсутствие прямого взаимодействия одетых заряженных частиц с электромагнитным полем. Начальный лагранжиан допускает взаимодействие, как кварков, так и элементарных адронных состояний с электромагнитным полем, которое вводится на основе стандартной минимальной замены.

Распад $B \rightarrow S$ может быть описан с помощью эффективного гамильтониана для $b \rightarrow s$ перехода. Эффективный гамильтониан приводит к амплитуде $b \rightarrow sl^+l^-$ распада свободного кварка:

$$M(b \rightarrow sl^+l^-) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{\alpha\lambda_t}{2\pi} \{C_9^{eff} (\bar{s}O^\mu b)(\bar{\ell}\gamma_\mu \ell) + C_{10}(\bar{s}O^\mu b)(\bar{\ell}\gamma_s \ell) - \frac{2\bar{m}_b}{q^2} C_7^{eff} (\bar{s}i\sigma^{\mu\nu}(1+\gamma^5)q^\nu b)(\bar{\ell}\gamma_\mu \ell)\}, \quad (2)$$

где $O^\mu = \gamma^\mu(1-\gamma^5)$ это слабая матрица Дирака, $\lambda_t = [V_{ts}^+ V_{tb}]$ это произведение элементов Кабиббо-Кобаяши-Маскавы, и $C_7^{eff} = C_7 - C_5/3 - C_6$. C_7^{eff} - коэффициент Вильсона эффективно учитывает вклады от четырехкварковых операторов и непертурбативные эффекты ближайшие от $c\bar{c}$ -резонанса - вносы, которые, как обычно, параметризовано Брейта-Вигнера:

$$C_9^{eff} = C_9 + C_0 \left\{ h(\tilde{m}_c, s) + \frac{3\pi}{\alpha^2} k \sum_{V_i = \psi(1s), \psi(2s)} \frac{\Gamma(V_i \rightarrow l^+l^-) m_{V_i}}{m_{V_i}^2 - q^2 - i m_{V_i} \Gamma_{V_i}} \right\} - \frac{1}{2} h(1, s)(4C_3 + 4C_4 + 3C_5 + C_6) - \frac{1}{2} h(0, s)(C_3 + 3C_4) + \frac{2}{9} (3C_3 + C_4 + 3C_5 + C_6), \quad (3)$$

где $\tilde{m}_c = \bar{m}_c / m_1$, $s = q^2 / m_1^2$, $C_0 = 3C_1 + C_2 + 3C_3 + C_4 + 3C_5 + C_6$, и $k = 1/C_0$.

Наш выбор импульсов $p_1 = p_2 + k_1 + k_2$ с $p_1^2 = m_1^2$, $p_2^2 = m_2^2$ и $k_1^2 = m_\ell^2 = m_\ell^2$, где k_1 и k_2 являются ℓ^+ и ℓ^- импульса, и m_1, m_2, m_ℓ являются массами H_1 начального мезона (В мезона), H_2 конечного мезона (скалярного мезона) и ℓ лептона, соответственно. Матричные элементы $B \rightarrow S$ эксклюзивных переходов определяются как:

$$M(H_1 \rightarrow H_2 \bar{\ell}\ell) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\alpha\lambda_1}{2\pi} \cdot \{C_9^{eff} \langle H_2 | \bar{s}O^\mu b | H_1 \rangle \bar{\ell}\gamma_\mu \ell + C_{10} \langle H_2 | \bar{s}O^\mu b | H_1 \rangle \bar{\ell}\gamma_\mu \gamma_5 \ell - \frac{2\hat{m}_b}{q^2} C_7^{eff} \langle H_2 | \bar{s}i\sigma^{\mu\nu}(1+\gamma^5)q^\nu b | H_1 \rangle \bar{\ell}\gamma_\mu \ell\}. \quad (4)$$

где $H_1 = B$, $H_2 = f_0(980), a_0(980)$ и $K_0^*(800)$ мезоны.

Мы определяем безразмерные формфакторы, вычисленные в нашей модели из трехточечной однопетлевой диаграммы как:

$$\langle H_2(p_2) | \bar{s}O^\mu b | H_1(p_1) \rangle = F_+(q^2)P^\mu + F_-(q^2)q^\mu,$$

$$\left\langle H_2(p_2) \left| \bar{s} i \sigma^{\mu\nu} q_\nu (1 + \gamma^5) b \right| H_1(p_2) \right\rangle = -\frac{1}{m_1 + m_2} (P_\mu q^2 - q_\mu P q) F_T(q^2), \quad (5)$$

В рамках ковариантной модели кварков были вычислены форм факторы $b \rightarrow s$ перехода, используя расчетные коэффициенты. Скалярные мезоны описаны в виде двухкварковых состояний.

SU (3) нонет скалярных мезонов ниже 1 ГэВ можно записать в матричной форме:

$$\hat{S} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{i=0}^8 S^i \lambda^i, \quad \lambda^0 = \sqrt{\frac{2}{3}} I. \quad (6)$$

Физические скалярные поля связаны с декартовой основой в следующем порядке:

$$\begin{aligned} S^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}} (S^1 \pm i S^2), \quad S^0 = S^3, \\ S_s^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (S^4 - i S^5), \quad S_s^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (S^6 - i S^7), \\ S_s^- &= \frac{1}{\sqrt{2}} (S^4 + i S^5), \quad \bar{S}_s^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (S^6 + i S^7), \\ S' &= S^0 \cos \theta_s + S^8 \sin \theta_s, \quad S = -S^0 \sin \theta_s + S^8 \cos \theta_s, \end{aligned}$$

где θ_s это октет-синглетный угол смешивания.

Мы использовали фитированные значения параметров размера адронов, которые приведены в таблице 1.

Таблица 1. Фитированные значения параметров размера в ГэВ.

π	K	D	D_s	B	B_s	B_c	η_c	η_b	
0,87	1,02	1,71	1,81	1,96	2,05	2,50	2,06	2,95	
ρ	ω	ϕ	J/ψ	K^*	D^*	D_s^*	B^*	B_s^*	Υ
0,61	0,50	0,91	1,93	0,75	1,51	1,71	1,76	1,71	2,96

Форм-факторы представлены в виде тройных интегралов, которые рассчитываются с помощью NAG процедур. Результаты наших численных расчетов хорошо аппроксимируется следующей параметризацией:

$$F(q^2) = \frac{F(0)}{1 - as + bs^2}, \quad s = \frac{q^2}{m_M} \quad (7)$$

Форм-факторы для $B \rightarrow S$ переходов представлены в таблице 2.

Таблица 2. Численные результаты форм-факторов $F(q^2)$ $B \rightarrow S$ переходов для разных значений размера адрона $\Lambda_s = 0.8$ ГэВ и $\Lambda_s = 1.5$ ГэВ.

		$\Lambda_s = 0.8$			$\Lambda_s = 1.5$		
$q_1 = q_2$	$B - S$	$F_+(0)$	a_+	b_+	$F_+(0)$	a_+	b_+
$b \rightarrow u$	$B_d^0 - a_0^+(980)$	0.144	1.624	0.585	0.192	1.433	0.381

$b \rightarrow u$	$B_S^0 - K_0^{*+}(800)$	0.138	1.667	0.674	0.274	1.258	0.292
$b \rightarrow s$	$B_s^0 - f_0(980)$	0.141	1.663	0.651	0.254	1.269	0.262
$b \rightarrow s$	$B_d^0 - K_0^{*0}(800)$	0.191	1.348	0.407	0.306	0.988	0.108
		$\Lambda_S = 0.8$			$\Lambda_S = 1.5$		
$q_1 = q_2$	$B - S$	$-F_-(0)$	a_-	b_-	$-F_-(0)$	a_-	b_-
$b \rightarrow u$	$B_d^0 - a_0^+(980)$	0.049	2.144	1.196	0.089	1.723	0.688
$b \rightarrow u$	$B_S^0 - K_0^{*+}(800)$	0.138	1.727	0.734	0.268	1.291	0.310
$b \rightarrow s$	$B_s^0 - f_0(980)$	0.140	1.761	0.755	0.253	1.320	0.295
$b \rightarrow s$	$B_d^0 - K_0^{*0}(800)$	0.199	1.406	0.457	0.296	1.032	0.129
		$\Lambda_S = 0.8$			$\Lambda_S = 1.5$		
$q_1 = q_2$	$B - S$	$F_T(0)$	a_T	b_T	$F_T(0)$	a_T	b_T
$b - s$	$B_s^0 - f_0(980)$	0.165	1.680	0.667	0.285	1.276	0.257
$b - s$	$B_d^0 - K_0^{*0}(800)$	0.206	1.367	0.423	0.306	1.005	0.113

Используя значения форм-факторов, в рамках ковариантной модели кварков, были вычислены брэнчинги $B \rightarrow S$ переходов, которые приведены в таблице 3.

Таблица 3. Брэнчинги полулептонных и редких распадов В мезона на легкие скалярные мезоны и лептонную пару.

Моды распада	Значение брэнчингов		
	Наша работа (при $\Lambda_S = 1.5$ ГэВ)	[1]	[2]
$B_d^0 \rightarrow a_0^+(980)\mu^+\bar{\nu}_\mu$	$0,52 \times 10^{-4}$	$(2,74 \pm 0,40) \times 10^{-4}$	$1,84 \times 10^{-4}$
$B_d^0 \rightarrow a_0^+(980)\tau^+\bar{\nu}_\tau$	$0,11 \times 10^{-4}$	$(1,31 \pm 0,23) \times 10^{-4}$	$1,01 \times 10^{-4}$
$B_s^0 \rightarrow K_0^{*+}(800)\mu^-\bar{\nu}_\mu$	$1,23 \times 10^{-4}$	$(2,06 \pm 0,31) \times 10^{-4}$	$1,42 \times 10^{-4}$
$B_s^0 \rightarrow K_0^{*+}(800)\tau^-\bar{\nu}_\tau$	$0,25 \times 10^{-4}$	$(1,07 \pm 0,19) \times 10^{-4}$	$0,88 \times 10^{-4}$
$B_d^0 \rightarrow K_0^{*0}(800)\mu^+\mu^-$	$3,47 \times 10^{-7}$	$(7,31 \pm 1,21) \times 10^{-7}$	
$B_d^0 \rightarrow K_0^{*0}(800)\tau^+\tau^-$	$0,61 \times 10^{-7}$	$(1,33 \pm 0,36) \times 10^{-7}$	
$B_S^0 \rightarrow f_0(980)\mu^+\mu^-$	$2,45 \times 10^{-7}$	$(5,14 \pm 0,78) \times 10^{-7}$	$5,21 \times 10^{-7}$
$B_S^0 \rightarrow f_0(980)\tau^+\tau^-$	$0,42 \times 10^{-7}$	$(0,74 \pm 0,17) \times 10^{-7}$	$0,38 \times 10^{-7}$
$B_d^0 \rightarrow K_0^{*0}(800)\bar{\nu}\nu$	$2,53 \times 10^{-6}$	$(6,30 \pm 0,97) \times 10^{-6}$	
$B_S^0 \rightarrow f_0(980)\bar{\nu}\nu$	$1,79 \times 10^{-6}$	$(4,39 \pm 0,63) \times 10^{-6}$	

Список использованных источников

1. Z. G. Wang and Semi-leptonic $B \rightarrow S$ decays in the standard model and in the universal extra dimension model // Nuclear Physics B. 2015. Vol. 898. P. 431-447.
2. R. H. Li, C. D. Lu, W. Wang, and X. X. Wang $B \rightarrow S$ Transition Form Factors in the PQCD approach // Phys. Rev. 2009. Vol. 79. 014013.