малом сферическом слое установлено, что для типа анизотропии $\chi_3^{(2)}$ максимальная генерируемая плотность мощности не зависит от эллиптичности падающей волны. Анализ эффективности ГВГ–СЧ и ГВГ показал, что использование двух когерентных источников позволяет увеличить интенсивность генерируемого излучения в четыре раза и более по сравнению с использованием одного источника.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта БРФФИ (проект Ф20М–011).

Литература

1. Viarbitskaya, S. Size dependence of second harmonic generation at the surface of microspheres / S. Viarbitskaya [et al.] // Phys. Rev. A. – 2010. – Vol. 81, № 5. – P. 053850.

2. Толкачёв, А. И. Генерация второй гармоники от тонкого сферического слоя при наличии двух источников / А. И. Толкачёв, В. Н. Капшай // Актуальные вопросы физики и техники: материалы VII Респ. научной конф. студентов, магистрантов и аспирантов, Гомель, 25 апреля 2018 г. : в 3 ч. / ГГУ им. Ф. Скорины, редкол.: Д. Л. Коваленко [и др.]. – Гомель, 2018. – Ч. 1. – С. 287–290.

3. Шамына, А.А. Генерация второй гармоники и излучения суммарной частоты в поверхностном слое диэлектрических частиц сферической и цилиндрической формы : дис. канд. физ.-мат. наук / А. А. Шамына. – Гомель, 2020. – 182 с.

В. О. Хулуп
(ГГУ имени Ф. Скорины, Гомель)
Науч. рук. **О. М. Дерюжкова**, канд. физ.-мат. наук, доцент

РАСЧЕТ ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ ПОЛЕЙ В РАМКАХ КЛАССА МОДЕЛЕЙ С ОБЪЕДИНЕННЫМ КАЛИБРОВОЧНЫМ И ХИГГСОВСКИМ СЕКТОРАМИ

Выполнен расчет волновых функций бозонных полей в рамках класса моделей с объединенным калибровочным и хиггсовским секторами (КХО модели). Идея вложения в один мультиплет представления калибровочной группы калибровочных и хиггсовских полей позволяет естественным образом защитить массы скалярных полей от больших радиационных поправок («проблема натуральности» в Стандартной Модели) [1–2]. Реализация этой идеи связана с расширением пространства Минковского до пятимерного пространства-времени с метрикой Рэндалл-Сандрама [3]:

$$ds^2 = e^{-2kR\varphi}\eta_{\mu\nu}dx^{\mu}dx^{\nu} - R^2 d\varphi^2, \tag{1}$$

где $\mu = \overline{1,4}$, $\eta_{\mu\nu}$ – метрический тензор Минковского, R радиус компактифицированного пятого измерения с параметром φ $(0 \le \varphi \le \pi)$. Рассмотрен вариант модели с калибровочной группой $U(1)$, в которой скалярное поле H вложено в мультиплет A_M, представляющий собой квинтет бозонных полей $\{A_\mu, H\}$. Уравнение движение объединенного мультиплета в искривленном пятимерном пространстве записывается как [2]:

$$\frac{1}{\sqrt{g}}\partial_M\left(\sqrt{g}\, g^{MN}g^{RS}F_{NS}\right) - M^2 g^{RS}A_S = 0. \tag{2}$$

Здесь $M, N = (\mu, \varphi)$ – пятимерные индексы, $g = \det g_{MN}$, g_{MN} – метрический тензор Рэндалл-Сандрама, F_{MN} – тензор напряженности калибровочного квинтета, а M – фундаментальная масса, соответствующая массе Планка в эффективном четырехмерном пространстве. Для калибровочного поля A_μ из (2) находим

$$\left[\eta^{\rho\nu}\,\partial_\rho\,\partial_\nu + \frac{1}{R^2}\partial_\varphi\left(e^{-2kR\varphi}\,\partial_\varphi\right) - e^{-2kR\varphi}M^2\right]A_\mu = 0. \tag{3}$$

Структура КХО моделей существенно зависит от поведения полей на границе пятимерного слоя, топология которой совпадает с топологией орбифолда S_1/Z_2. В рассматриваемом варианте моделей граничные условия должны просто гарантировать непрерывность полей и их производных в точках $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi$.

Будем искать решение краевой задачи в виде разложения

$$A_\mu(x^\nu, \varphi) = \sum_n A_\mu^{(n)}(x^\nu)\,\frac{f_n(\varphi)}{\sqrt{R}}\,. \tag{4}$$

После подстановки этого представления в уравнение (3) и разделения переменных получаем следующую систему уравнений для конфигурационных функций $A_\mu^{(n)}(x^\nu)$ и $f_n(\varphi)$:

$$A_\mu^{(n)}(x^\nu) = m_n^2 A_\mu^{(n)}, \tag{5}$$

$$\left[-\frac{1}{R^2}\partial_\varphi\left(e^{-2kR\varphi}\,\partial_\varphi\right)+e^{-2kR\varphi}M^2\right]f_n=m_n^2\,f_n. \qquad (6)$$

Здесь m_n – массы калуца-клейновских (КК) состояний $A_\mu^{(n)}$. Уравнения (5) есть обычные волновые уравнения для КК мод. Уравнения (6) представляют собой уравнения Бесселя, и вместе с граничными условиями $f_n(\varphi)=f_n(-\varphi)$ составляют стандартную задачу Штурма-Лиувилля. Решение этой задачи имеет вид

$$f_n=\frac{e^{kR\varphi}}{N_n}\left[J_\alpha\left(\frac{m_n}{k}\,e^{kR\varphi}\right)+b_\alpha(m_n)Y_\alpha\left(\frac{m_n}{k}\,e^{kR\varphi}\right)\right], \qquad (7)$$

где J_α и Y_α – функции Бесселя первого и второго рода, соответственно, порядка $\alpha=\sqrt{1+M^2/k^2}$. Коэффициенты $b_\alpha(m_n)$ и N_n, а также спектр масс КК состояний определяются из граничных условий и условия нормировки:

$$b_\alpha(m_n)=b_\alpha\left(m_n e^{kR\varphi}\right), \qquad (8)$$

$$\int_0^\pi f_n^2 d\varphi=1. \qquad (9)$$

В приближении $kR\gg 1$ для нормировочных констант находим

$$N_n^2\approx\frac{e^{kR\varphi\pi}}{2kR}J_\alpha^2\left(\frac{m_n}{k}\,e^{kR\varphi}\right)\approx\frac{e^{kR\pi}}{\pi R m_n}. \qquad (10)$$

Определение явного вида волновых функций калибровочных полей позволяет изучить структуру эффективной четырехмерной теории, в частности, вычислить эффективные четырехмерные константы электрослабых взаимодействий и основные наблюдаемые (сечения, асимметрии), а также провести феноменологический анализ по поиску новых физических эффектов, предсказываемых КХО моделями [4].

Литература

1. Hosotani, Y. Dynamical mass generation by compact extra dimensions / Y. Hosotani // Phys. Lett. B. – 1983. – 126. – P. 309–313.

2. Hall, L. Gauge Higgs unification in higher dimensions / L. J. Hall, Y. Nomura, D. Tucker-Smith // Nucl. Phys. B. – 2002. – 639. – P.307–330.

3. Randall, L. A large mass hierarchy from a small extra dimension / L. Randall, R. Sundrum // Phys. Rev. Lett. – 1999. – 83. – P. 3370–3373.
4. Carena, M. Collider phenomenology of gauge-Higgs unification scenarios in warped extra dimensions / M. Carena, A. D. Medina, B. Panes // Phys. Rev. D. – 2008. – 77. – P. 076003.

Е. А. Чудаков
(МГУ имени А. А. Кулешова, Могилев)
Науч. рук. **А. Б. Сотский,** д-р физ.-мат. наук, профессор

ЗАДАЧА МНОГОУГЛОВОЙ ЭЛЛИПСОМЕТРИИ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛЕНКИ ПРИ ДИФФУЗНОМ РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЕЕ ГРАНИЦАХ

Как известно, корректное описание отражения света от металлических пленок возможно в рамках модели аномального скин-эффекта, учитывающей пространственную нелокальность связи напряженности электрического поля и плотности тока [1]. Реализация этой модели зависит от выбора граничных условий для неравновесной функции распределения электронов в μ пространстве [1]. В большинстве случаев современные технологии нанесения металлических пленок на подложки не обеспечивают атомарной гладкости поверхностей пленок. Такой ситуации адекватно так называемое диффузное приближение, в котором вероятность зеркального отражения электронов от границ металлической пленки принимается равной нулю [2, 3].

В настоящей работе рассмотрена теория аномального скин-эффекта при отражении наклонно падающих на металлическую пленку волн ТЕ, либо ТМ поляризации, основанная на названном диффузном приближении для поверхностного рассеяния электронов. Анализ проведен применительно к многоугловой эллипсометрии металлических пленок, теория которой в условиях аномального скин-эффекта до сих пор не была разработана. Результаты получены за счет сведения интегро-дифференциальных уравнений аномального скин-эффекта, связывающих плотность тока и напряженность электрического поля в металлической пленке, к более простым интегральным уравнениям Фредгольма второго рода относительно компонент электрического поля. Численное решение интегральных уравнений выполнено методом квадратур.