

СТАЦИОНАРНЫЕ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ ВТОРОГО ПОРЯДКА ДЛЯ ФЕРМИОНОВ В ПРОСТРАНСТВЕ-ВРЕМЕНИ КЕРРА – НЬЮМЕНА

В. П. Незнамов, И. И. Сафонов, В. Е. Шемарулин*

ФГУП «РФЯЦ–ВНИИЭФ»
607188, Саров, Нижегородская обл., Россия

Поступила в редакцию 20 июня 2018 г.,
после переработки 20 июня 2018 г.
Принята к публикации 12 июля 2018 г.

При использовании для фермионов квантовомеханического уравнения второго порядка с эффективным потенциалом поля Керра–Ньюмена (КН) получены результаты, качественно отличающиеся от результатов, получаемых при использовании уравнения Дирака. При наличии двух горизонтов событий доказано существование вырожденных стационарных связанных состояний заряженных и незаряженных фермионов с квадратично-интегрируемыми волновыми функциями, обращающимися в нуль на горизонтах событий. Фермионы в таких состояниях локализованы вблизи горизонтов событий с максимумами плотностей вероятности, отстоящими от горизонтов событий на доли комптоновской длины волны фермионов в зависимости от величин констант связи, от величин углового и орбитального моментов j, l и от величины азимутального квантового числа m_φ . В случае экстремальных полей КН показано отсутствие стационарных связанных состояний фермионов для любых значений констант связи. Для заряженных и незаряженных фермионов в поле голой сингулярности КН при определенных значениях физических параметров показано существование дискретных энергетических спектров. В квантовой механике с уравнением второго порядка из-за регулярного поведения эффективных потенциалов поля КН в окрестности начала координат голая сингулярность КН не несет угрозы космической цензуре.

DOI: 10.1134/S0044451019010061

1. ВВЕДЕНИЕ

В 1976 г. Чандрасекар [1, 2], Пейдж [3], Тооп [4] показали, что в уравнении Дирака для точечного фермиона в пространстве-времени Керра [5] и Керра–Ньюмена [6] можно провести разделение угловых и радиальных переменных. С тех пор поведение фермиона во внешних полях Керра и Керра–Ньюмена изучалось в многочисленных работах (см., например, [7–18]). В работах [19–22] уравнение Дирака изучалось в пространстве-времени Керра–Ньюмена в пределе $G \rightarrow 0$, где G — ньютона постоянная всемирного тяготения.

В работах [23, 24] и позднее в [21, 22] изучалась нетривиальная топология метрик Керра и Керра–Ньюмена, связанная с кольцевой сингулярностью. В работах [23, 24] показано, что максимально аналити-

чески расширенное множество Керра–Ньюмена по-перечно связано через кольцо. Такая топология сохраняется для метрики Керра и для «нулевой» гравитации $G \rightarrow 0$.

При наличии горизонтов событий в работах [8–10, 15] показано отсутствие стационарных связанных состояний уравнения Дирака для областей определения волновых функций фермиона вне и под горизонтами событий. В данной работе в разд. 2 эти выводы также подтверждаются.

Ситуация качественно изменяется, если движение фермионов описывать самосопряженным уравнением второго порядка со спинорной волновой функцией. Впервые уравнение второго порядка во внешнем электромагнитном поле было предложено Дираком [25]. Используя соотношение между верхним и нижним спинорами дираковского биспинора, уравнение второго порядка можно записать в виде двух отдельных уравнений со спинорными волновыми функциями. При этом для самосопряженности уравнений второго порядка необходимо для каждого

* E-mail: vpneznamov@vniief.ru, vpneznamov@mail.ru

го из них проводить неунитарные преобразования подобия (см., например, [26]). В результате при использовании самосопряженных уравнений второго порядка со спинорными волновыми функциями в квантовой механике частиц со спином $1/2$ во внешних электромагнитных и гравитационных полях могут возникать и возникают новые физические следствия.

В данной работе уравнение второго порядка с эффективным потенциалом используется для описания движения фермионов в геометрии Керра–Ньюмена (КН). При соответствующих значениях начальных параметров это уравнение описывает движение фермионов в полях Шварцшильда [27] и Райсснера–Нордстрёма [28]. При отсутствии гравитации уравнение второго порядка описывает движение фермионов в эффективном кулоновском поле [26].

При наличии двух горизонтов событий метрики КН для заряженных и незаряженных фермионов мы обосновали и доказали существование стационарных связанных состояний фермионов с квадратично-интегрируемыми волновыми функциями, обращающимися в нуль на горизонтах событий. Фермионы в таких состояниях локализованы вблизи горизонтов событий. Максимумы плотностей вероятности обнаружения частиц отстоят от горизонта событий на доли комптоновской длины волны фермионов в зависимости от гравитационной и электромагнитных констант связи, углового момента источника поля КН, квантовых чисел углового и орбитального моментов j, l и азимутального квантового числа m_φ .

Для экстремального поля КН с единственным горизонтом событий доказана невозможность существования стационарных связанных состояний фермионов.

Для голой сингулярности КН при определенных значениях физических параметров обосновано и численно показано существование дискретных энергетических спектров частиц со спином $1/2$.

В геометрии Керра–Ньюмена эффективный потенциал уравнения второго порядка конечен в начале координат. Следовательно, поле голой сингулярности КН в квантовой механике движения фермионов не несет угрозы космической цензуре. Аналогичные выводы ранее были сделаны для голой сингулярности Райсснера–Нордстрёма [28] и для ряда времениподобных голых сингулярностей в квантовой механике бесспиновых частиц [29].

Работа построена следующим образом. В разд. 2 для геометрии КН получено самосопряженное урав-

нение Дирака, проведено разделение переменных, представлена система уравнений для радиальных волновых функций, рассматриваются асимптотики радиальных волновых функций, определяются нерегулярные стационарные решения уравнения Дирака в поле КН. Рассмотрение проводится для случая наличия двух горизонтов событий, для экстремального поля КН с единственным горизонтом событий и для случая голой сингулярности КН.

В разд. 3 в геометрии КН получено самосопряженное уравнение второго порядка со спинорными волновыми функциями фермионов. Обсуждаются особенности эффективных потенциалов и асимптотики радиальной волновой функции уравнения второго порядка.

Особенности эффективных потенциалов и поведение радиальных волновых функций свидетельствуют о возможности существования стационарных связанных состояний фермионов как при наличии двух горизонтов, так и для случая голой сингулярности КН. Отсутствие потенциальной ямы для экстремального поля КН свидетельствует об отсутствии в этом случае связанных состояний фермионов.

В разд. 4 уравнение второго порядка с эффективным потенциалом после преобразования Плюфера [30–33] и введения фазовой функции представляется в виде системы нелинейных дифференциальных уравнений первого порядка.

В разд. 5 приводятся результаты численных расчетов по определению стационарных связанных состояний фермионов в поле КН. Обсуждается тактика проведения расчетов в окрестностях особых точек ($r = \pm\infty$ — регулярные особые точки, $r = = (r_\pm)_{KN}$, $r = r_{cl}$ — иррегулярные особые точки). Здесь $(r_\pm)_{KN}$ — радиусы внешнего и внутреннего горизонтов событий, r_{cl} — радиус непроницаемого барьера, который может возникать при определенных значениях физических параметров вблизи начала координат.

В разд. 6 устанавливается отсутствие угрозы космической цензуре в квантовой механике движения фермионов в поле голой сингулярности КН.

В Заключении излагаются и обсуждаются основные результаты работы.

В Приложении приводится явный вид эффективных потенциалов уравнения второго порядка в поле КН.

2. УРАВНЕНИЯ ДИРАКА В ПОЛЯХ КЕРРА И КЕРРА–НЬЮМЕНА

В работе, как правило, используется система единиц $\hbar = c = 1$; сигнатура метрики плоского пространства Минковского выбрана равной

$$\eta_{\alpha\beta} = \text{diag}[1, -1, -1, -1]. \quad (1)$$

Здесь и ниже подчеркнутые индексы являются локальными. Индексы с греческими буквами принимают значения 0, 1, 2, 3; индексы с латинскими буквами — значения 1, 2, 3. Используется стандартное правило суммирования по повторяющимся индексам.

2.1. Метрики Керра и Керра–Ньюмена

Стационарная метрика Керра–Ньюмена характеризуется точечным источником с массой M , зарядом Q , вращающимся с угловым моментом $\mathbf{J} = M\mathbf{ca}$. Метрику Керра–Ньюмена в координатах Бойера–Линдквиста (t, r, θ, φ) [34] можно представить в виде

$$\begin{aligned} ds^2 = & \left(1 - \frac{r_0 r - r_Q^2}{r_K^2}\right) dt^2 + \\ & + \frac{2a(r_0 r - r_Q^2)}{r_K^2} \sin^2 \theta dt d\varphi - \frac{r_K^2}{\Delta_{KN}} dr^2 - r_K^2 d\theta^2 - \\ & - \left(r^2 + a^2 + \frac{a^2(r_0 r - r_Q^2)}{r_K^2} \sin^2 \theta\right) \sin^2 \theta d\varphi^2. \end{aligned} \quad (2)$$

В (2)

$$r_K^2 = r^2 + a^2 \cos^2 \theta,$$

$$\Delta_{KN} = r^2 f_{KN} = r^2 \left(1 - \frac{r_0}{r} + \frac{r_Q^2 + a^2}{r^2}\right),$$

$r_0 = 2GM/c^2$ — гравитационный радиус поля Шварцшильда, $r_Q = \sqrt{G}Q/c^2$, G — гравитационная постоянная, c — скорость света.

1. Если $r_0 > 2\sqrt{a^2 + r_Q^2}$, то

$$f_{KN} = \left(1 - \frac{(r_+)_KN}{r}\right) \left(1 - \frac{(r_-)_KN}{r}\right), \quad (3)$$

где $(r_{\pm})_{KN}$ — радиусы внешнего и внутреннего горизонтов событий поля Керра–Ньюмена,

$$(r_{\pm})_{KN} = \frac{r_0}{2} \pm \sqrt{\frac{r_0^2}{4} - a^2 - r_Q^2}. \quad (4)$$

2. Случай $r_0 = 2\sqrt{a^2 + r_Q^2}$, $(r_+)_KN = (r_-)_KN = r_0/2$ соответствует экстремальному полю Керра–Ньюмена.

3. Случай $r_0 < 2\sqrt{a^2 + r_Q^2}$ соответствует голой сингулярности поля Керра–Ньюмена. В этом случае $f_{KN} > 0$.

4. При $Q = 0$ метрика Керра–Ньюмена переходит в метрику Керра с

$$\Delta_K = r^2 f_K = r^2 \left(1 - \frac{r_0}{r} + \frac{a^2}{r^2}\right), \quad (5)$$

$$(r_{\pm})_{KN} = \frac{r_0}{2} \pm \sqrt{\frac{r_0^2}{4} - a^2}. \quad (6)$$

2.2. Самосопряженное уравнение Дирака

Если записать уравнения Дирака в гамильтоновой форме, то гамильтонианы Чандрасекара [1, 2] и Пейджа [3] будут псевдоэрмитовыми с весовыми множителями Паркера [35] в скалярных произведениях волновых функций. Самосопряженные гамильтонианы с плоскими скалярными произведениями волновых функций можно получить с использованием методов псевдоэрмитовой квантовой механики [36–38]. В работах [38, 39] такие гамильтонианы были получены для метрик Керра и Керра–Ньюмена. В работе [40] для метрики Керра доказана эквивалентность самосопряженного гамильтониана в [38] и гамильтониана Чандрасекара в [1, 2]. Недостатком гамильтониана в [38] является невозможность проведения разделения переменных. Ниже для метрик Керра и Керра–Ньюмена получены самосопряженные уравнения Дирака, допускающие разделение переменных.

Начнем с уравнений Дирака для метрик Керра и Керра–Ньюмена, полученных в работах Чандрасекара, Пейджа и записанных в форме [9]:

$$\begin{aligned} (G-1)\Psi = & \\ = & \begin{pmatrix} 1 & 0 & \alpha_+ & \beta_+ \\ 0 & -1 & \beta_- & \hat{\varepsilon}(\Delta_{KN})\alpha_- \\ \hat{\varepsilon}(\Delta_{KN})\bar{\alpha}_- & -\bar{\beta}_+ & -1 & 0 \\ -\bar{\beta}_- & \bar{\alpha}_+ & 0 & 1 \end{pmatrix} \times \\ & \times \Psi = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

В (7) Ψ — биспинорная волновая функция,

$$\begin{aligned} \beta_{\pm} = & \frac{1}{\sqrt{\rho_K^2}} \times \\ & \times \left(i \frac{\partial}{\partial \theta} + i \frac{\text{ctg} \theta}{2} + \frac{\alpha_a \sin \theta}{2\rho_K^2} (\rho - i\alpha_a \cos \theta)\right) \pm \\ & \pm \frac{1}{\sqrt{\rho_K^2}} \left(\alpha_a \sin \theta \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi}\right), \end{aligned} \quad (8)$$

$$\bar{\beta}_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{\rho_K^2}} \times \times \left(i \frac{\partial}{\partial \theta} + i \frac{\operatorname{ctg} \theta}{2} - \frac{\alpha_a \sin \theta}{2 \rho_K^2} (\rho + i \alpha_a \cos \theta) \right) \pm \pm \frac{1}{\sqrt{\rho_K^2}} \left(\alpha_a \sin \theta \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right), \quad (9)$$

$$\alpha_{\pm} = -\frac{\hat{\varepsilon}(\Delta_{KN})}{\sqrt{\rho_K^2 |\Delta_{KN}|}} \times \times \left(i(\rho^2 + \alpha_a^2) \frac{\partial}{\partial t} + i \alpha_a \frac{\partial}{\partial \varphi} - \alpha_{em} \rho \right) \pm \sqrt{\frac{|\Delta_{KN}|}{\rho_K^2}} \times \times \left(i \frac{\partial}{\partial \rho} + i \frac{\rho - \alpha}{2 \Delta_{KN}} + \frac{i}{2 \rho_K^2} (\rho - i \alpha_a \cos \theta) \right), \quad (10)$$

$$\bar{\alpha}_{\pm} = -\frac{\hat{\varepsilon}(\Delta_{KN})}{\sqrt{\rho_K^2 |\Delta_{KN}|}} \times \times \left(i(\rho^2 + \alpha_a^2) \frac{\partial}{\partial t} + i \alpha_a \frac{\partial}{\partial \varphi} - \alpha_{em} \rho \right) \pm \sqrt{\frac{|\Delta_{KN}|}{\rho_K^2}} \times \times \left(i \frac{\partial}{\partial \rho} + i \frac{\rho - \alpha}{2 \Delta_{KN}} + \frac{i}{2 \rho_K^2} (\rho + i \alpha_a \cos \theta) \right). \quad (11)$$

Выражения (7)–(11) записаны в безразмерных переменных

$$\rho = \frac{r}{l_c}, \quad \varepsilon = \frac{E}{m}, \quad \alpha = \frac{r_0}{2l_c} = \frac{GMm}{\hbar c} = \frac{Mm}{M_P^2},$$

$$\alpha_Q = \frac{r_Q}{l_c} = \frac{\sqrt{G} Q m}{\hbar c} = \frac{\sqrt{\alpha_{fs}}}{M_P} m \frac{Q}{e}, \quad (12)$$

$$\alpha_a = \frac{a}{l_c}, \quad \alpha_{em} = \frac{qQ}{\hbar c} = \alpha_{fs} \frac{qQ}{e^2}.$$

Здесь $l_c = \hbar/mc$ — комптоновская длина волны частицы со спином 1/2; $M_P = \sqrt{\hbar c/G} = 2.2 \cdot 10^{-5}$ г ($1.2 \cdot 10^{19}$ ГэВ) — планковская масса; $\alpha_{fs} = e^2/\hbar c \approx 1/137$ — электромагнитная постоянная тонкой структуры; α , α_{em} — гравитационная и электромагнитная константы связи; α_Q , α_a — безразмерные константы, характеризующие источник электромагнитного поля и отношение углового момента J к массе M в метрике Керра–Ньютона.

Величины ρ_K^2, Δ_{KN} в безразмерных переменных имеют вид

$$\rho_K^2 = \rho^2 + \alpha_a^2 \cos^2 \theta, \quad (13)$$

$$\Delta_{KN} = \rho^2 f_{KN} = \rho^2 \left(1 - \frac{2\alpha}{\rho} + \frac{\alpha_a^2 + \alpha_Q^2}{\rho^2} \right). \quad (14)$$

В присутствии внешнего и внутреннего горизонтов событий $\alpha^2 > \alpha_a^2 + \alpha_Q^2$ и

$$f_{KN} = \frac{(\rho - (\rho_+)_K N) (\rho - (\rho_-)_K N)}{\rho^2}, \quad (15)$$

где

$$(\rho_{\pm})_{KN} = \alpha \pm \sqrt{\alpha^2 - \alpha_a^2 - \alpha_Q^2}. \quad (16)$$

Для экстремального поля KN $\alpha^2 = \alpha_a^2 + \alpha_Q^2$, $(\rho_+)_K N = (\rho_-)_K N = \alpha$ и

$$f_{KN} = \frac{(\rho - \alpha)^2}{\rho^2}. \quad (17)$$

При $\alpha^2 < \alpha_a^2 + \alpha_Q^2$ реализуется случай голой сингулярности поля KN. В формулах (10), (11)

$$\hat{\varepsilon}(x) = \begin{cases} 1, & x \geq 0, \\ -1, & x < 0. \end{cases} \quad (18)$$

Для получения более симметричного вида уравнения (7), в соответствии с [9], проведем некоторые преобразования. Пусть $S(\rho, \theta)$ и $\Gamma(\rho, \theta)$ — диагональные матрицы вида

$$S = |\Delta_{KN}^{1/4}| \times \times \operatorname{diag} \left[(\rho - i \alpha_a \cos \theta)^{1/2}, (\rho - i \alpha_a \cos \theta)^{1/2}, \right. \\ \left. (\rho + i \alpha_a \cos \theta)^{1/2}, (\rho + i \alpha_a \cos \theta)^{1/2} \right], \quad (19)$$

$$\Gamma = -i \operatorname{diag} [(\rho + i \alpha_a \cos \theta), -(\rho + i \alpha_a \cos \theta), \\ -(\rho - i \alpha_a \cos \theta), (\rho - i \alpha_a \cos \theta)].$$

Тогда преобразованная волновая функция

$$\hat{\Psi} = S \Psi \quad (20)$$

удовлетворяет уравнению

$$\Gamma S (G - 1) S^{-1} \hat{\Psi} = (R + A) \hat{\Psi} = 0, \quad (21)$$

где

$$R = \begin{pmatrix} i\rho & 0 & \sqrt{|\Delta_{KN}|} D_+ & 0 \\ 0 & -i\rho & 0 & \hat{\varepsilon}(\Delta_{KN}) \sqrt{|\Delta_{KN}|} D_- \\ \hat{\varepsilon}(\Delta_{KN}) \sqrt{|\Delta_{KN}|} D_- & 0 & -i\rho & 0 \\ 0 & \sqrt{|\Delta_{KN}|} D_+ & 0 & i\rho \end{pmatrix}, \quad (22)$$

$$A = \begin{pmatrix} -\alpha_a \cos \theta & 0 & 0 & L_+ \\ 0 & \alpha_a \cos \theta & -L_- & 0 \\ 0 & L_+ & -\alpha_a \cos \theta & 0 \\ -L_- & 0 & 0 & \alpha_a \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (23)$$

В формулах (22), (23)

$$D_{\pm} = \frac{\partial}{\partial \rho} \mp \frac{1}{\Delta_{KN}} \times \\ \times \left((\rho^2 + \alpha_a^2) \frac{\partial}{\partial t} + \alpha_a \frac{\partial}{\partial \varphi} + i\alpha_{em} \rho \right), \quad (24)$$

$$L_{\pm} = \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \theta \mp i \left(\alpha_a \sin \theta \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right). \quad (25)$$

Оператор R зависит только от радиальной переменной ρ , а оператор A — только от угловых переменных θ, φ .

Если представить функцию $\hat{\Psi}$ в виде

$$\hat{\Psi}(t, \rho, \theta, \varphi) = e^{-i\epsilon t} e^{im\varphi} \hat{\Phi}(\rho, \theta), \quad (26)$$

где

$$\hat{\Phi}(\rho, \theta) = \begin{pmatrix} R_-(\rho) S_-(\theta) \\ R_+(\rho) S_+(\theta) \\ R_+(\rho) S_-(\theta) \\ R_-(\rho) S_+(\theta) \end{pmatrix}, \quad (27)$$

то можно получить системы уравнений Чандрасекара–Пейджа отдельно для радиальных функций $R_{\mp}(\rho)$ и для угловых сфероидальных гармоник $S_{\mp}(\theta)$.

Уравнения Дирака (7), (21) получены при использовании матриц Дирака с локальными индексами в спинорном представлении (представление Вейля):

$$\gamma_W^0 = - \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma_W^k = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^k \\ -\sigma^k & 0 \end{pmatrix}, \quad (28)$$

$$\alpha_W^k = \gamma_W^0 \gamma_W^k = \begin{pmatrix} \sigma^k & 0 \\ 0 & -\sigma^k \end{pmatrix}.$$

Ранее для записи гамильтонианов в полях Шварцшильда, Райсснера–Нордстрёма [27, 28] на- ми использованы матрицы в представлении Дирака–Паули:

$$\gamma_{DP}^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix},$$

$$\gamma_{DP}^k = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^k \\ -\sigma^k & 0 \end{pmatrix}, \quad (29)$$

$$\alpha_{DP}^k = \gamma_{DP}^0 \gamma_{DP}^k = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^k \\ \sigma^k & 0 \end{pmatrix}.$$

Матрицы в представлении Дирака–Паули связа- ны с матрицами в представлении Вейля унитарным преобразованием:

$$\gamma_{DP}^{\mu} = M \gamma_W^{\mu} M^+, \quad M^+ = M^{-1}, \quad (30)$$

$$M = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} I & -I \\ I & I \end{pmatrix}. \quad (31)$$

В (31) I — двумерная единичная матрица.

Проведем унитарное преобразование (31) волновой функции (26), (27) и уравнения Дирака (21). Преобразованная функция $\hat{\Phi}_{DP}$ имеет вид

$$\hat{\Phi}_{DP} = M \hat{\Phi}(\rho, \theta) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} (R_- - R_+) S_- \\ (R_+ - R_-) S_+ \\ (R_- + R_+) S_- \\ (R_- + R_+) S_+ \end{pmatrix}. \quad (32)$$

Далее учтем свойство анзаца радиальных волновых функций Чандрасекара–Пейджа [21, 41],

$$R_-(\rho) = R_+^*(\rho), \quad R_+(\rho) = R_-^*(\rho), \quad (33)$$

и введем вещественные радиальные функции

$$g(\rho) = R_-(\rho) + R_+(\rho), \quad (34)$$

$$f(\rho) = i(R_+(\rho) - R_-(\rho)).$$

С учетом (34) функцию $\hat{\Phi}_{DP}$ можно записать в виде

$$\hat{\Phi}_{DP} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} f(\rho) i \sigma^3 \xi_{KN}(\theta) \\ g(\rho) \xi_{KN}(\theta) \end{pmatrix}. \quad (35)$$

Спинор $\xi_{KN}(\theta)$ равен

$$\xi_{KN}(\theta) = \begin{pmatrix} S_-(\theta) \\ S_+(\theta) \end{pmatrix}, \quad (36)$$

$S_{\mp}(\theta)$ — сфероидальные гармоники для спина $1/2$, подчиняющиеся угловым уравнениям Чандрасекара–Пейджа. В отсутствие вращения $\alpha_a = 0$ и

$$\xi_{KN}(\theta) = \xi(\theta) = \begin{pmatrix} -1/2 Y(\theta) \\ +1/2 Y(\theta) \end{pmatrix},$$

где $-1/2 Y(\theta)$, $+1/2 Y(\theta)$ — сферические гармоники для спина $1/2$ (см., например, [27, 28, 42]).

Спинор $\xi_{KN}(\theta)$ удовлетворяет уравнению

$$\left(i\sigma^2 \left(\frac{\partial}{\partial\theta} + \frac{1}{2} \operatorname{ctg}\theta \right) + \sigma^1 \left(-\alpha_a \varepsilon \sin\theta + \frac{m_\varphi}{\sin\theta} \right) - \sigma^3 \alpha_a \cos\theta \right) \xi_{KN}(\theta) = -\lambda \xi_{KN}(\theta). \quad (37)$$

Из (37) следуют угловые уравнения Чандрасекара–Пейджа для сфероидальных гармоник $S_{\mp}(\theta)$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial\theta} + \frac{1}{2} \operatorname{ctg}\theta \right) S_+ - \left(\alpha_a \varepsilon \sin\theta - \frac{m_\varphi}{\sin\theta} \right) S_+ = \\ = -(\lambda - \alpha_a \cos\theta) S_-, \quad (38) \\ \left(\frac{\partial}{\partial\theta} + \frac{1}{2} \operatorname{ctg}\theta \right) S_- + \left(\alpha_a \varepsilon \sin\theta - \frac{m_\varphi}{\sin\theta} \right) S_- = \\ = (\lambda + \alpha_a \cos\theta) S_+. \end{aligned}$$

В отличие от полей Шварцшильда и Райсснера–Нордстрёма, константа разделения λ в (38) зависит от $\varepsilon, \alpha_a, j, l, m_\varphi$.

Преобразованное уравнение Дирака (21) для функции $\hat{\Psi}_{DP}$ будет иметь вид

$$(i\gamma^3)M(R+A)M^{-1}\hat{\Psi}_{DP} = 0. \quad (39)$$

В (39) для удобства преобразованное уравнение слева умножено на матрицу $i\gamma^3$. Кроме того, для сравнения с уравнением Дирака в полях Шварцшильда и Райсснера–Нордстрёма в уравнении (39) будем использовать волновую функцию

$$\Psi_{KN} = \frac{\hat{\Psi}_{DP}}{\rho\sqrt{f_{KN}}}. \quad (40)$$

Перед тем, как написать уравнение (39) с учетом (40) в явном виде, следует отметить, что при использовании вещественных радиальных волновых функций $f(\rho), g(\rho)$ будут использоваться положительные значения $\Delta_{KN} \geq 0, f_{KN} \geq 0$. В этом случае $\hat{\varepsilon}(\Delta_{KN}) = 1$. При наличии горизонтов событий условие $\Delta_{KN} \geq 0$ исключает из области определения волновых функций сферический слой между внешним и внутренним горизонтами событий.

В результате уравнение Дирака для Ψ_{KN} (40) имеет вид

$$\begin{aligned} \left(\omega - \gamma^0 \sqrt{f_{KN}} \right) \Psi_{KN} = \\ = \left\{ -i\gamma^0 \gamma^3 \left(f_{KN} \frac{\partial}{\partial\rho} + \frac{1}{\rho} - \frac{\alpha}{\rho^2} \right) + \frac{\sqrt{f_{KN}}}{\rho} \times \right. \\ \times \left[-i\gamma^0 \gamma^5 \alpha_a \cos\theta - i\gamma^0 \gamma^1 \left(\frac{\partial}{\partial\theta} + \frac{1}{2} \operatorname{ctg}\theta \right) - \right. \\ \left. \left. - \gamma^0 \gamma^2 \left(\varepsilon \alpha_a \sin\theta - \frac{m_\varphi}{\sin\theta} \right) \right] \right\} \Psi_{KN}. \quad (41) \end{aligned}$$

В (41)

$$\gamma^5 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\omega = \varepsilon \left(1 + \frac{\alpha_a^2}{\rho^2} \right) - \frac{\alpha_a m_\varphi}{\rho^2} - \frac{\alpha_{em}}{\rho}. \quad (42)$$

Уравнение (41) является самосопряженным и в отсутствие вращения ($\alpha_a = 0$) совпадает с уравнением Дирака в поле Райсснера–Нордстрёма [28].

2.3. Разделение переменных

Для уравнения (41) допустима стандартная процедура разделения переменных. Сначала (41) записывается в виде системы уравнений для верхнего и нижнего спиноров функции Ψ_{KN} . Затем используется уравнение (37) для $\xi_{KN}(\theta)$. В итоге получаются уравнения для вещественных радиальных функций $F_{KN}(\rho) = f(\rho)/\rho\sqrt{f_{KN}}, G_{KN}(\rho) = g(\rho)/\rho\sqrt{f_{KN}}$:

$$\begin{aligned} \left(f_{KN} \frac{d}{d\rho} + \frac{1}{\rho} - \frac{\alpha}{\rho^2} + \frac{\lambda\sqrt{f_{KN}}}{\rho} \right) F_{KN}(\rho) - \\ - \left(\varepsilon \left(1 + \frac{\alpha_a^2}{\rho^2} \right) - \frac{\alpha_a m_\varphi}{\rho^2} - \frac{\alpha_{em}}{\rho} + \sqrt{f_{KN}} \right) \times \\ \times G_{KN}(\rho) = 0, \quad (43) \\ \left(f_{KN} \frac{d}{d\rho} + \frac{1}{\rho} - \frac{\alpha}{\rho^2} - \frac{\lambda\sqrt{f_{KN}}}{\rho} \right) G_{KN}(\rho) + \\ + \left(\varepsilon \left(1 + \frac{\alpha_a^2}{\rho^2} \right) - \frac{\alpha_a m_\varphi}{\rho^2} - \frac{\alpha_{em}}{\rho} - \sqrt{f_{KN}} \right) \times \\ \times F_{KN}(\rho) = 0. \end{aligned}$$

Уравнения (43) по своей структуре схожи с уравнениями для поля Райсснера–Нордстрёма. При $\alpha_a = 0$ (отсутствие вращения) уравнения (43) совпадают с системой уравнений для поля Райсснера–Нордстрёма.

2.4. Асимптотика радиальных волновых функций

2.4.1. Наличие горизонтов событий $(\rho_+)_\text{KN}, (\rho_-)_\text{KN}, \alpha^2 > \alpha_a^2 + \alpha_Q^2$

Из уравнений (43) следует, что при $\rho \rightarrow \infty$ ведущие члены асимптотик имеют вид

$$\begin{aligned} F_{KN} &= C_1 \varphi_1(\rho) e^{-\sqrt{1-\varepsilon^2}\rho} + C_2 \varphi_2(\rho) e^{\sqrt{1-\varepsilon^2}\rho}, \\ G_{KN} &= \frac{\sqrt{1-\varepsilon}}{\sqrt{1+\varepsilon}} \times \\ &\times \left(-C_1 \varphi_1(\rho) e^{-\sqrt{1-\varepsilon^2}\rho} + C_2 \varphi_2(\rho) e^{\sqrt{1-\varepsilon^2}\rho} \right). \end{aligned} \quad (44)$$

В (44) $\varphi_1(\rho)$, $\varphi_2(\rho)$ — степенные функции от ρ ; C_1 , C_2 — постоянные интегрирования.

При определении связанных состояний дираковских частиц необходимо использовать лишь экспоненциально убывающие решения (44), т. е. в этом случае $C_2 = 0$.

При $\rho \rightarrow \rho_+$ представим функции $F_{KN}(\rho)$, $G_{KN}(\rho)$ в виде

$$\begin{aligned} F_{KN}|_{\rho \rightarrow (\rho_+)_K N} &= |\rho - (\rho_+)_K N|^{s_+} \times \\ &\times \sum_{k=0}^{\infty} f_k^{(+)} |\rho - (\rho_+)_K N|^k, \\ G_{KN}|_{\rho \rightarrow (\rho_+)_K N} &= |\rho - (\rho_+)_K N|^{s_+} \times \\ &\times \sum_{k=0}^{\infty} g_k^{(+)} |\rho - (\rho_+)_K N|^k. \end{aligned} \quad (45)$$

Определяющее уравнение для системы (43) приводит к решению

$$\begin{aligned} s_+ &= -\frac{1}{2} \pm i \frac{(\rho_+)_K N^2}{(\rho_+)_K N - (\rho_-)_K N} \times \\ &\times \left(\varepsilon \left(1 + \frac{\alpha_a^2}{(\rho_+)_K N^2} \right) - \frac{\alpha_a m_\varphi}{(\rho_+)_K N^2} - \frac{\alpha_{em}}{(\rho_+)_K N} \right). \end{aligned} \quad (46)$$

Формулы (45), (46) показывают, что функции $F_{KN}(\rho)$, $G_{KN}(\rho)$ являются квадратично-неинтегрируемыми на внешнем горизонте событий $\rho = (\rho_+)_K N$. Вид осциллирующей части функций (45) для

$$\varepsilon \neq \frac{\alpha_a m_\varphi + \alpha_{em}(\rho_+)_K N}{\alpha_a^2 + (\rho_+)_K N^2}$$

свидетельствует о реализации режима «падения» частиц на внешний горизонт событий [43, 44].

При $\rho \rightarrow (\rho_-)_K N$ представим функции $F_{KN}(\rho)$, $G_{KN}(\rho)$ в виде

$$\begin{aligned} F_{KN}|_{\rho \rightarrow (\rho_-)_K N} &= |(\rho_-)_K N - \rho|^{s_-} \times \\ &\times \sum_{k=0}^{\infty} f_k^{(-)} |(\rho_-)_K N - \rho|^k, \\ G_{KN}|_{\rho \rightarrow (\rho_-)_K N} &= |(\rho_-)_K N - \rho|^{s_-} \times \\ &\times \sum_{k=0}^{\infty} g_k^{(-)} |(\rho_-)_K N - \rho|^k. \end{aligned} \quad (47)$$

В этом случае решение определяющего уравнения для системы (43) имеет вид

$$\begin{aligned} s_- &= -\frac{1}{2} \pm i \frac{(\rho_-)_K N^2}{(\rho_+)_K N - (\rho_-)_K N} \times \\ &\times \left(\varepsilon \left(1 + \frac{\alpha_a^2}{(\rho_-)_K N^2} \right) - \frac{\alpha_a m_\varphi}{(\rho_-)_K N^2} - \frac{\alpha_{em}}{(\rho_-)_K N} \right). \end{aligned} \quad (48)$$

Выражения (47), (48) показывают, что функции $F_{KN}(\rho)$, $G_{KN}(\rho)$ являются квадратично-неинтегрируемыми на внутреннем горизонте событий $\rho = (\rho_-)_K N$. Вид осциллирующих частей функций (47) для

$$\varepsilon \neq \frac{\alpha_a m_\varphi + \alpha_{em}(\rho_-)_K N}{\alpha_a^2 + (\rho_-)_K N^2}$$

свидетельствует о реализации режима «падения» частиц на внутренний горизонт событий [43, 44].

Известно [19], что при $\rho \rightarrow 0$ существуют два квадратично-интегрируемых решения уравнения Дирака в поле Керра–Ньютона. Если представить

$$\begin{aligned} F_{KN}|_{\rho \rightarrow 0} &= \rho^s \sum_{k=0}^{\infty} f_k^{(0)} \rho^k, \\ G_{KN}|_{\rho \rightarrow 0} &= \rho^s \sum_{k=0}^{\infty} g_k^{(0)} \rho^k, \end{aligned} \quad (49)$$

то решения определяющего уравнения для системы (43) равны $s_1 = 0$, $s_2 = 1$ [20]. Для обоих решений s_1 , s_2 функции F_{KN} , G_{KN} при $\rho \rightarrow 0$ являются квадратично-интегрируемыми. Решение этой проблемы предложено в работе [21] с использованием двухлистной топологии метрики Керра–Ньютона, позволяющей осуществлять начало интегрирования уравнений (43) с $r \rightarrow -\infty$.

Границные условия для экспоненциально убывающих решений при $r \rightarrow -\infty$ следуют из (44):

$$\begin{aligned} F_{KN} &= C_2 \varphi_2(\rho) e^{\sqrt{1-\varepsilon^2} \rho}, \\ G_{KN} &= \frac{\sqrt{1-\varepsilon}}{\sqrt{1+\varepsilon}} C_2 \varphi_2(\rho) e^{\sqrt{1-\varepsilon^2} \rho}. \end{aligned} \quad (50)$$

2.4.2. Экстремальное поле Керра–Ньютона ($(\rho_+)_K N = (\rho_-)_K N = \alpha$, $\alpha^2 = \alpha_a^2 + \alpha_Q^2$)

При $\rho \rightarrow \infty$ верна асимптотика (44). Как и в предыдущем разделе, мы заменяем неоднозначную асимптотику при $\rho \rightarrow 0$ на асимптотику при $\rho \rightarrow -\infty$ (50). При $\rho \rightarrow \alpha$ слева и справа от горизонта и при

$$\varepsilon \neq \frac{\alpha_a m_\varphi + \alpha_{em} \alpha}{\alpha_a^2 + \alpha^2}$$

ведущая особенность эффективного потенциала имеет вид (см. (85) и Приложение)

$$\begin{aligned} U_{eff}^F \left(\varepsilon \neq \frac{\alpha_a m_\varphi + \alpha_{em} \alpha}{\alpha_a^2 + \alpha^2} \right) &= -\frac{\alpha^4}{2(\rho - \alpha)^4} \times \\ &\times \left[\varepsilon \left(1 + \frac{\alpha_a^2}{\alpha^2} - \frac{m_\varphi \alpha_a}{\alpha^2} - \frac{\alpha_{em}}{\alpha} \right) \right]^2, \end{aligned} \quad (51)$$

что свидетельствует о реализации режима «падения» частиц на горизонт событий.

2.4.3. Голая сингулярность Керра–Ньюмена ($\alpha^2 < \alpha_a^2 + \alpha_Q^2$); $\rho \in (0, \infty)$

При $\rho \rightarrow \infty$ справедлива асимптотика (44). Как и в разд. 2.4.1, 2.4.2, мы будем использовать асимптотику при $\rho \rightarrow -\infty$ (50) вместо неоднозначной асимптотики при $\rho \rightarrow 0$.

2.5. Стационарные решения уравнения Дирака

2.5.1. Нерегулярные стационарные решения уравнения Дирака

При наличии горизонтов событий $(\rho_+)_K N$, $(\rho_-)_K N$ из выражений (45)–(48) следует, что существуют решения, для которых отсутствует осциллирующая часть рассматриваемых асимптотик:

$$\varepsilon = \frac{\alpha_a m_\varphi + \alpha_{em}(\rho_\pm)_K N}{\alpha_a^2 + (\rho_\pm)_K N^2} \text{ — метрика KN,} \quad (52)$$

$$\varepsilon = \frac{\alpha_a m_\varphi}{\alpha_a^2 + (\rho_\pm)_K^2} = \frac{\alpha_a m_\varphi}{2\alpha(\rho_\pm)_K} \quad (53)$$

— метрика Керра (K), $\alpha_{em} = 0$, $\alpha_Q = 0$.

В отсутствие вращения ($\alpha_a = 0$ выражения (52), (53) совпадают с решениями для метрики Райсснера–Нордстрёма (RN) и метрики Шварцшильда (S), подробно исследованными в работах [27, 28]:

$$\varepsilon = \frac{\alpha_{em}}{(\rho_\pm)_K N} \text{ — метрика RN,} \quad (54)$$

$$\varepsilon = 0 \text{ — метрика S.} \quad (55)$$

Для этих решений уравнения Дирака отсутствует режим «падения» частиц на горизонты событий, однако решения (52), (53) являются нерегулярными из-за расходимости нормировочных интегралов асимптотик волновых функций (45), (47) вблизи горизонтов событий.

2.5.2. Регулярные стационарные решения уравнения Дирака для экстремального поля Керра–Ньюмена ($(\rho_+)_K N = (\rho_-)_K N = \alpha$, $\alpha^2 = \alpha_a^2 + \alpha_Q^2$)

В этом случае решения (52), (53) имеют вид

$$\varepsilon_{ext} = \frac{\alpha_a m_\varphi + \alpha_{em}\alpha}{\alpha_a^2 + \alpha^2} \text{ — метрика KN,} \quad (56)$$

$$\varepsilon_{ext} = \frac{m_\varphi}{2\alpha} \text{ — метрика Керра,} \quad (57)$$

$$\alpha_{em} = 0, \quad \alpha_Q = 0.$$

В отличие от (52), (53) решения (56), (57) могут быть регулярными при определенных соотношениях начальных параметров.

В уравнениях для вещественных радиальных функций (43) обозначим

$$\omega(\rho) = \varepsilon \left(1 + \frac{\alpha_a^2}{\rho^2} \right) - \frac{\alpha_a m_\varphi}{\rho^2} - \frac{\alpha_{em}}{\rho}. \quad (58)$$

Для решений (56), (57)

$$\omega(\rho = \alpha, \varepsilon = \varepsilon_{ext}) = 0. \quad (59)$$

Первый неисчезающий член в разложении $\omega(\rho, \varepsilon = \varepsilon_{ext})$ по степеням $|\rho - \alpha|$ равен

$$\omega(\varepsilon = \varepsilon_{ext})|_{\rho \rightarrow \alpha} = \Omega|\rho - \alpha|, \quad (60)$$

где

$$\Omega = -\frac{m_\varphi \alpha_a + \alpha_{em}\alpha}{\alpha^2 + \alpha_a^2} \frac{2\alpha_a^2}{\alpha^3} + \frac{2m_\varphi \alpha_a}{\alpha^3} + \frac{\alpha_{em}}{\alpha^2}. \quad (61)$$

Учитывая, что для экстремального поля KN

$$f_{KN}^{ext} = \frac{(\rho - \alpha)^2}{\rho^2}, \quad (62)$$

уравнения (43) при $\rho \rightarrow \alpha$ можно записать в виде

$$\begin{aligned} \left(\frac{|\rho - \alpha|}{\alpha^2} \frac{d}{d\rho} + \frac{1+\lambda}{\alpha^2} \right) F_{KN} - \left(\Omega + \frac{1}{\alpha} \right) G_{KN} &= 0, \\ \left(\frac{|\rho - \alpha|}{\alpha^2} \frac{d}{d\rho} + \frac{1-\lambda}{\alpha^2} \right) G_{KN} + \left(\Omega - \frac{1}{\alpha} \right) F_{KN} &= 0. \end{aligned} \quad (63)$$

Если представить

$$\begin{aligned} F_{KN}|_{\rho \rightarrow \alpha} &= |\rho - \alpha|^s \sum_{k=0}^{\infty} f_k^{ext} |\rho - \alpha|^k, \\ G_{KN}|_{\rho \rightarrow \alpha} &= |\rho - \alpha|^s \sum_{k=0}^{\infty} g_k^{ext} |\rho - \alpha|^k, \end{aligned} \quad (64)$$

то решение определяющего уравнения для системы (63) равно

$$s_{1,2} = -1 \pm \sqrt{\lambda^2 + \alpha^2 - \alpha^4 \Omega^2}. \quad (65)$$

Для квадратичной интегрируемости функций F_{KN} , G_{KN} в (63) необходимо оставить решение (65) с положительным знаком перед квадратным корнем и, кроме того, необходимо выполнение неравенства

$$-2 + 2\sqrt{\lambda^2 + \alpha^2 - \alpha^4 \Omega^2} > -1, \quad (66)$$

т. е.

$$\lambda^2 + \alpha^2 - \alpha^4 \Omega^2 > 1/4. \quad (67)$$

Для метрики RN $\alpha^4 \Omega^2 = \alpha_{em}^2$, $\lambda^2 = \kappa^2$. В этом случае условие (67) совпадает с аналогичным условием, определенным в работе [45].

2.5.3. Регулярные стационарные решения уравнения Дирака для голой сингулярности Керра–Ньюемена ($\alpha^2 < \alpha_Q^2 + \alpha_a^2$)

При учете двулистной структуры решения КН и интегрировании системы уравнений (43) от $\rho = -\infty$ до $\rho = +\infty$ неопределенность в выборе решения при $\rho = 0$ исчезает и при определенных значениях физических параметров будет существовать дискретный энергетический спектр фермионов с квадратично-интегрируемыми волновыми функциями.

Итак, мы подтвердили выводы [8–10, 15] об отсутствии стационарных связанных состояний дираковских частиц в поле КН при наличии горизонтов событий. Эти выводы относятся также к полям Райсснера–Нордстрёма и Шварцшильда. Для экстремальных полей Керра–Ньюемена и Керра стационарные связанные состояния дираковских частиц со спином 1/2 существуют для энергий (56), (57) при выполнении условия (67). Стационарные решения уравнения Дирака существуют также для случая голой сингулярности КН.

Обратимся теперь к релятивистскому уравнению второго порядка с эффективным потенциалом для метрики КН. С использованием этого уравнения мы получим качественно иные результаты по сравнению с представленными в разд. 2.

3. САМОСОПРЯЖЕННЫЕ УРАВНЕНИЯ ВТОРОГО ПОРЯДКА ДЛЯ СПИНОРНЫХ ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ ФЕРМИОНОВ В ГРАВИТАЦИОННЫХ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЯХ КЕРРА–НЬЮМЕНА

Для получения уравнения второго порядка необходимо осуществить [46]

- 1) квадрирование уравнения Дирака;
- 2) переход в уравнении второго порядка от биспинорных к спинорным волновым функциям;
- 3) проведение неунитарного преобразования подобия для обеспечения самосопряженности уравнения второго порядка со спинорными волновыми функциями.

В результате, после разделения угловых и радиальных переменных можно получить для преобразованной радиальной функции $\psi_{KN}(\rho)$ уравнение типа Шредингера с эффективным потенциалом.

Такие уравнения можно получить из системы (43).

Обозначим

$$A_{KN} = -\frac{1}{f_{KN}} \left(\frac{1 + \lambda\sqrt{f_{KN}}}{\rho} - \frac{\alpha}{\rho^2} \right), \quad (68)$$

$$B_{KN} = \frac{1}{f_{KN}} \left(\omega + \sqrt{f_{KN}} \right), \quad (69)$$

$$C_{KN} = -\frac{1}{f_{KN}} \left(\omega - \sqrt{f_{KN}} \right), \quad (70)$$

$$D_{KN} = -\frac{1}{f_{KN}} \left(\frac{1 - \lambda\sqrt{f_{KN}}}{\rho} - \frac{\alpha}{\rho^2} \right). \quad (71)$$

В формулах (69), (70) через ω обозначено выражение (42).

Далее, если провести преобразования

$$\psi_{KN}^F = g_F F_{KN}(\rho), \quad (72)$$

$$\psi_{KN}^G = g_G G_{KN}(\rho), \quad (73)$$

$$g_F(\rho) = \exp \left(\frac{1}{2} \int^{\rho} A_F(\rho') d\rho' \right), \quad (74)$$

$$A_F(\rho) = -\frac{1}{B} \frac{dB_{KN}}{d\rho} - A_{KN} - D_{KN},$$

$$g_G(\rho) = \exp \left(\frac{1}{2} \int^{\rho} A_G(\rho') d\rho' \right), \quad (75)$$

$$A_G(\rho) = -\frac{1}{C} \frac{dC_{KN}}{d\rho} - A_{KN} - D_{KN},$$

то для ψ_{KN}^F и ψ_{KN}^G получим самосопряженные уравнения типа Шредингера с эффективными потенциалами $U_{eff}^F(\rho)$, $U_{eff}^G(\rho)$:

$$\frac{d^2 \psi_{KN}^F}{d\rho^2} + 2(E_{Schr} - U_{eff}^F(\rho)) \psi_{KN}^F = 0, \quad (76)$$

$$\frac{d^2 \psi_{KN}^G}{d\rho^2} + 2(E_{Schr} - U_{eff}^G(\rho)) \psi_{KN}^G = 0. \quad (77)$$

В формулах (76), (77)

$$E_{Schr} = \frac{1}{2}(\varepsilon^2 - 1). \quad (78)$$

В (76)

$$U_{eff}^F(\rho) = E_{Schr} + \frac{3}{8} \left(\frac{1}{B_{KN}} \frac{dB_{KN}}{d\rho} \right)^2 -$$

$$- \frac{1}{4} \frac{1}{B_{KN}} \frac{d^2 B_{KN}}{d\rho^2} + \frac{1}{4} \frac{d}{d\rho} (A_{KN} - D_{KN}) -$$

$$- \frac{1}{4} \frac{A_{KN} - D_{KN}}{B_{KN}} \frac{dB_{KN}}{d\rho} + \frac{1}{8} (A_{KN} - D_{KN})^2 +$$

$$+ \frac{1}{2} B_{KN} C_{KN}. \quad (79)$$

Явный вид потенциала (79) приведен в Приложении B (77)

$$\begin{aligned} U_{eff}^G(\rho) = & E_{Schr} + \frac{3}{8} \left(\frac{1}{C_{KN}} \frac{dC_{KN}}{d\rho} \right)^2 - \\ & - \frac{1}{4} \frac{1}{C_{KN}} \frac{d^2 C_{KN}}{d\rho^2} - \frac{1}{4} \frac{d}{d\rho} (A_{KN} - D_{KN}) + \\ & + \frac{1}{4} \frac{A_{KN} - D_{KN}}{C_{KN}} \frac{dC_{KN}}{d\rho} + \frac{1}{8} (A_{KN} - D_{KN})^2 + \\ & + \frac{1}{2} B_{KN} C_{KN}. \quad (80) \end{aligned}$$

В уравнениях (76), (77) выделено и одновременно добавлено в (79), (80) слагаемое E_{Schr} (78). Это сделано, с одной стороны, для придания уравнениям (76), (77) вида уравнений типа Шредингера, а, с другой стороны, для обеспечения классической асимптотики эффективных потенциалов U_{eff}^F , U_{eff}^G при $\rho \rightarrow \infty$.

Нормировочные интегралы для волновых функций ψ_{KN}^F и ψ_{KN}^G в (76), (77) имеют вид

$$N_F = \int_{\rho}^{\rho} (\psi_{KN}^F(\rho'))^2 d\rho', \quad (81)$$

$$N_G = \int_{\rho}^{\rho} (\psi_{KN}^G(\rho'))^2 d\rho'. \quad (82)$$

Уравнения (76), (77) и эффективные потенциалы (79), (80) переходят друг в друга при $\varepsilon \rightarrow -\varepsilon$, $\lambda \rightarrow -\lambda$, $m_\varphi \rightarrow -m_\varphi$, $\alpha_{em} \rightarrow -\alpha_{em}$. Отсюда следует, что уравнения (76), (77) описывают движение частиц и античастиц. В данной работе для частиц используется уравнение (76) для функции $\psi_{KN}^F(\rho)$ с эффективным потенциалом U_{eff}^F (79).

Основанием для этого может служить нерелятивистский предел уравнения Дирака с исчезающим при нулевом импульсе частицы ($\mathbf{p} = 0$) нижним спинором, пропорциональным $G(\rho)$. Аналогично нижний спинор с функцией $G(\rho)$ исчезает для частицы при преобразовании Фолди – Ваутхайзена с любым значением импульса \mathbf{p} [47–49]. Наоборот, для античастицы в нерелятивистском пределе $\mathbf{p} = 0$ и при преобразовании Фолди – Ваутхайзена исчезает верхний спинор биспинорной волновой функции, пропорциональный $F(\rho)$.

3.1. Особенности эффективных потенциалов для стационарных решений $\varepsilon = \varepsilon_{KN}$

Здесь и ниже для краткости обозначение ε_{KN} соответствует стационарным решениям (52), (56).

3.1.1. При $\rho \rightarrow \pm\infty$

$$\begin{aligned} U_{eff}^F(\varepsilon_{KN})|_{\rho \rightarrow \pm\infty} = & \\ = & \varepsilon_{KN} \frac{\alpha_{em}}{\rho} + (1 - 2\varepsilon_{KN}^2) \frac{\alpha}{\rho} + O\left(\frac{1}{\rho^2}\right). \quad (83) \end{aligned}$$

3.1.2. При наличии двух горизонтов событий $(\rho_+)_KN$, $(\rho_-)_KN$

$$\begin{aligned} U_{eff}^F(\varepsilon_{KN})|_{\rho \rightarrow (\rho_\pm)_KN} = & -\frac{3}{32} \frac{1}{(\rho - (\rho_\pm)_KN)^2} + \\ & + O\left(\frac{1}{|\rho - (\rho_\pm)_KN|^{3/2}}\right). \quad (84) \end{aligned}$$

Асимптотики (84) представляют собой потенциальные ямы $-K/(\rho - (\rho_\pm)_KN)^2$ с коэффициентом $K < 1/8$, что свидетельствует о возможности существования вблизи горизонтов событий стационарных связанных состояний квантовомеханических частиц (см., например, [43]).

3.1.3. Для экстремального поля КН $((\rho_+)_KN = (\rho_-)_KN = \alpha$, $\alpha^2 = \alpha_a^2 + \alpha_Q^2$) при $\rho \rightarrow \alpha$ слева и справа от горизонта событий

$$\begin{aligned} U_{eff}^F(\varepsilon \neq \varepsilon_{KN})|_{\rho \rightarrow \alpha} = & -\frac{(\alpha_a^2 + \alpha^2)(\varepsilon - \varepsilon_{KN})^2}{2(\rho - \alpha)^4} + \\ & + O\left(\frac{1}{|\rho - \alpha|^3}\right), \quad (85) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} U_{eff}^F(\varepsilon = \varepsilon_{KN})|_{\rho \rightarrow \alpha} = & -\frac{1}{2(\rho - \alpha)^2} \times \\ & \times \left[\frac{1}{4} - (\lambda^2 + \alpha^2 - \alpha^4 \Omega^2) \right] + O\left(\frac{1}{|\rho - \alpha|}\right). \quad (86) \end{aligned}$$

Из асимптотики (86) условие существования потенциальной ямы и условие существования в ней стационарных связанных состояний для регулярных решений (56) ($K < 1/8$) можно записать в виде

$$0 < \lambda^2 + \alpha^2 - \alpha^4 \Omega^2 < 1/4. \quad (87)$$

3.1.4. При $\rho \rightarrow 0$

$$U_{eff}^F(\varepsilon_{KN})|_{\rho \rightarrow 0} = \text{const} + O(\rho). \quad (88)$$

В отличие от поля Райсснера – Нордстрёма ($U_{eff}^F(\varepsilon_{RN})|_{\rho \rightarrow 0} = 3/8\rho^2$), эффективный потенциал КН (79) является регулярным при $\rho = 0$.

3.2. Непроницаемые потенциальные барьеры

Эффективный потенциал (79) может при некоторых значениях $\rho = \rho_{cl}^i$ иметь особенности вида

$$U_{eff}^F|_{\rho \rightarrow \rho_{cl}^i} \sim \frac{1}{\left(\omega + \sqrt{1 - \frac{2\alpha}{\rho} + \frac{\alpha_a^2 + \alpha_Q^2}{\rho^2}} \right)^2}, \quad (89)$$

когда знаменатель в (89) обращается в нуль при одном или нескольких значениях $\rho = \rho_{cl}^i$.

Уравнение для определения ρ_{cl}^i имеет вид

$$\varepsilon \left(1 + \frac{\alpha_a^2}{\rho^2} \right) - \frac{m_\varphi \alpha_a}{\rho^2} - \frac{\alpha_{em}}{\rho} + \sqrt{1 - \frac{2\alpha}{\rho} + \frac{\alpha_a^2 + \alpha_Q^2}{\rho^2}} = 0. \quad (90)$$

Особенности (89) могут содержаться во втором слагаемом эффективного потенциала (79), равном

$$\frac{3}{8} \left(\frac{1}{B_{KN}} \frac{dB_{KN}}{d\rho} \right)^2$$

(см. Приложение).

При наличии решения уравнения (90) потенциал (89) можно представить в виде

$$U_{eff}^F|_{\rho \rightarrow \rho_{cl}^i} = \frac{3}{8(\rho - \rho_{cl}^i)^2} + O\left(\frac{1}{|\rho - \rho_{cl}^i|}\right). \quad (91)$$

Известно, что такие потенциальные барьеры являются квантовомеханически непроницаемыми [50]¹⁾.

Далее рассмотрим условия возникновения особенностей (91) при наличии двух горизонтов событий, для экстремальных полей KN и в случае голой сингулярности KN.

3.2.1. Наличие двух горизонтов событий $(\rho_+)_KN, (\rho_-)_KN, \alpha^2 > \alpha_a^2 + \alpha_Q^2$; области определения волновых функций: $\rho \in [(\rho_+)_KN, \infty), \rho \in (-\infty, (\rho_-)_KN]$

В этом разделе мы анализируем возможность существования непроницаемых барьеров типа (91) для стационарных решений ε_{KN} (52).

Уравнение (90) можно записать в виде

$$\begin{aligned} \sqrt{(\rho - (\rho_+)_KN)(\varepsilon - (\rho_-)_KN)} &= \\ &= -\varepsilon_{KN} \left(1 + \frac{\alpha_a^2}{\rho^2} \right) + \frac{m_\varphi \alpha_a}{\rho^2} + \frac{\alpha_{em}}{\rho}. \end{aligned} \quad (92)$$

¹⁾ Следует иметь в виду, что авторы [50] использовали уравнение типа Шредингера (76) без множителя 2. В наших обозначениях барьер $K/(\rho - \rho_{cl}^i)^2$ непроницаем, если $K \geq 3/8$.

Левая и правая части (92) положительны и обращаются в нуль при $\rho = (\rho_\pm)_KN$. Для двух областей определения волновых функций мы можем представить уравнение (92) в виде

$$\begin{aligned} \rho \sqrt{(\rho - (\rho_+)_KN)(\rho - (\rho_-)_KN)} &= \\ &= \left(-\varepsilon_{KN}^+ \rho - \frac{\alpha_a m_\varphi}{(\rho_+)_KN} + \frac{\alpha_a^2 \varepsilon_{KN}^+}{(\rho_+)_KN} \right) \times \\ &\quad \times (\rho - (\rho_+)_KN), \quad \rho \in [(\rho_+)_KN, \infty), \end{aligned} \quad (93)$$

$$\begin{aligned} \rho \sqrt{((\rho_+)_KN - \rho)((\rho_-)_KN - \rho)} &= \\ &= \left(\varepsilon_{KN}^- \rho + \frac{\alpha_a m_\varphi}{(\rho_-)_KN} - \frac{\alpha_a^2 \varepsilon_{KN}^-}{(\rho_-)_KN} \right) \times \\ &\quad \times ((\rho_-)_KN - \rho), \quad \rho \in (-\infty, (\rho_-)_KN]. \end{aligned} \quad (94)$$

Решения $\rho = (\rho_+)_KN$ в (93) и $\rho = (\rho_-)_KN$ в (94) соответствуют особенностям эффективного потенциала

$$\left. \frac{3}{8} \left(\frac{1}{B_{KN}} \frac{dB_{KN}}{d\rho} \right)^2 \right|_{\rho \rightarrow (\rho_\pm)_KN}$$

на горизонтах событий. Эти особенности уже учтены при анализе в разд. 3.1.2.

Разделив обе части (93) на $\sqrt{\rho - (\rho_+)_KN}$ и обе части (94) на $\sqrt{(\rho_-)_KN - \rho}$, получим уравнения для определения других особенностей для $\rho \neq (\rho_+)_KN$ и $\rho \neq (\rho_-)_KN$ соответственно

$$\begin{aligned} \rho \sqrt{(\rho - (\rho_-)_KN)} &= \\ &= \left(-\varepsilon_{KN}^+ \rho - \frac{\alpha_a m_\varphi}{(\rho_+)_KN} + \frac{\alpha_a^2 \varepsilon_{KN}^+}{(\rho_+)_KN} \right) \times \\ &\quad \times \sqrt{\rho - (\rho_+)_KN}, \quad \rho \in ((\rho_+)_KN, \infty), \end{aligned} \quad (95)$$

$$\varepsilon_{KN}^+ = \frac{\alpha_a m_\varphi + \alpha_{em}(\rho_+)_KN}{\alpha_a^2 + (\rho_+)_KN^2}; \quad (96)$$

$$\begin{aligned} \rho \sqrt{(\rho_+)_KN - \rho} &= \\ &= \left(\varepsilon_{KN}^- \rho + \frac{\alpha_a m_\varphi}{(\rho_-)_KN} - \frac{\alpha_a^2 \varepsilon_{KN}^-}{(\rho_-)_KN} \right) \times \\ &\quad \times \sqrt{(\rho_-)_KN - \rho}, \quad \rho \in (0, (\rho_-)_KN), \end{aligned} \quad (97)$$

$$\varepsilon_{KN}^- = \frac{\alpha_a m_\varphi + \alpha_{em}(\rho_-)_KN}{\alpha_a^2 + (\rho_-)_KN^2}. \quad (98)$$

Далее для анализа рассмотрим три варианта.

1. Поле Керра: $\alpha_Q = 0, \alpha_{em} = 0$,

$$\begin{aligned} (\rho_\pm)_K &= \alpha \pm \sqrt{\alpha^2 - \alpha_a^2}, \\ \varepsilon_K &= \frac{\alpha_a m_\varphi}{2\alpha(\rho_\pm)_K}, \quad m_\varphi > 0, \quad 0 < \varepsilon_K < 1. \end{aligned}$$

2. Незаряженная частица со спином 1/2 в поле Керра–Ньюмена: $\alpha_{em} = 0$, $\alpha_Q \neq 0$,

$$(\rho_{\pm})_{KN} = \alpha \pm \sqrt{\alpha^2 - \alpha_Q^2 - \alpha_a^2},$$

$$\varepsilon_{KN} = \frac{\alpha_a m_{\varphi}}{\alpha_a^2 + (\rho_{\pm})_{KN}^2}, \quad m_{\varphi} > 0, \quad 0 < \varepsilon_{KN} < 1.$$

Неравенства в вариантах 1, 2 для m_{φ} , ε_K , ε_{KN} будут обсуждаться в разд. 5.

3. Заряженная частица со спином 1/2 в поле Керра–Ньюмена: $\alpha_{em} \neq 0$, $\alpha_Q \neq 0$,

$$(\rho_{\pm})_{KN} = \alpha \pm \sqrt{\alpha^2 - \alpha_a^2 - \alpha_Q^2},$$

$$\varepsilon_{KN} = \frac{\alpha_a m_{\varphi} + \alpha_{em} (\rho_{\pm})_{KN}}{\alpha_a^2 + (\rho_{\pm})_{KN}^2}.$$

Для области определения $\rho > (\rho_+)_KN$ и для первых двух вариантов решение уравнения (95) отсутствует. Наоборот, для первых двух вариантов и для области определения $\rho < (\rho_-)_KN$ существует единственное решение (97) $\rho = \rho_{cl}$, при котором возникает непроницаемый потенциальный барьер вида (91).

Для третьего варианта и для обеих областей определения $\rho > (\rho_+)_KN$, $\rho < (\rho_-)_KN$, алгебраический анализ допустимых значений параметров, удовлетворяющих уравнениям (95), (97), затруднителен из-за возможности реализации разных знаков ε , m_{φ} , α_{em} . В данном случае возможность существования непроницаемого потенциального барьера при заданных начальных параметрах должна определяться либо анализом эффективного потенциала, либо решением уравнений (95), (97).

3.2.2. Экстремальное поле Керра–Ньюмена ($\alpha^2 = \alpha_a^2 + \alpha_Q^2$, $(\rho_+)_KN = (\rho_-)_KN = \alpha$); области определения волновых функций:

$$\rho \in [\alpha, \infty), \rho \in (-\infty, \alpha]$$

В случае экстремального поля КН для обеих областей определения волновых функций уравнение (90) можно записать в виде

$$\rho(\rho - \alpha) = \left(-\varepsilon_{KN}^{ext} \rho - \frac{\alpha_a m_{\varphi}}{\alpha} + \frac{\alpha_a^2}{\alpha} \varepsilon_{KN}^{ext} \right) (\rho - \alpha), \quad (99)$$

$$\varepsilon_{KN}^{ext} = \frac{\alpha_a m_{\varphi} + \alpha_{em} \alpha}{\alpha_a^2 + \alpha^2}. \quad (100)$$

Решение $\rho = \alpha$ в уравнении (99) соответствует особенности эффективного потенциала

$$\frac{3}{8} \left(\frac{1}{B_{KN}} \frac{dB_{KN}}{d\rho} \right)^2 \Big|_{\rho \rightarrow \alpha}$$

на горизонте событий. Эта особенность учтена при анализе в разд. 3.1.3.

Далее будем исследовать уравнение (99) для $\rho \neq \alpha$. Как и в разд. 3.2.1, для анализа рассмотрим три варианта.

1. Поле Керра: $\alpha_Q = 0$, $\alpha_{em} = 0$, $\alpha = \alpha_a$, $\varepsilon_K = m_{\varphi}/2\alpha$, $m_{\varphi} > 0$; $0 < \varepsilon_K^{ext} < 1$.

2. Незаряженная частица со спином 1/2 в поле Керра–Ньюмена: $\alpha_{em} = 0$, $\alpha_Q \neq 0$, $\alpha^2 = \alpha_a^2 + \alpha_Q^2$,

$$\varepsilon_{KN}^{ext} = \frac{\alpha_a m_{\varphi}}{\alpha_a^2 + \alpha^2}, \quad m_{\varphi} > 0; \quad 0 < \varepsilon_{KN}^{ext} < 1.$$

Неравенства в разд. 1.2 для m_{φ} , ε_K , ε_{KN} будут обсуждаться в разд. 5.

3. Заряженная частица со спином 1/2 в поле Керра–Ньюмена: $\alpha_{em} \neq 0$, $\alpha_Q \neq 0$, $\alpha^2 = \alpha_a^2 + \alpha_Q^2$,

$$\varepsilon_{KN}^{ext} = \frac{\alpha_a m_{\varphi} + \alpha_{em} \alpha}{\alpha_a^2 + \alpha^2}.$$

Для области определения $\rho > \alpha$ и для первых двух вариантов решения уравнения (99) отсутствуют. Наоборот, для первых двух вариантов и для области определения $\rho < \alpha$ существует единственное решение $\rho = \rho_{cl}$, при котором возникает непроницаемый потенциальный барьер вида (91).

Для третьего варианта и для обеих областей определения $\rho > \alpha$, $\rho < \alpha$ алгебраический анализ затруднителен. Возможность существования непроницаемого потенциального барьера при заданных начальных параметрах должна определяться решением уравнения (99).

3.2.3. Голая сингулярность Керра–Ньюмена ($\alpha_a^2 + \alpha_Q^2 > \alpha^2$); области определения волновых функций: $\rho \in (-\infty, \infty)$

В случае голой сингулярности КН для определения наличия или отсутствия непроницаемых потенциальных барьеров необходимо решать уравнение четвертой степени (90). Из-за громоздкости аналитических решений целесообразно решать уравнение (90) при заданных значениях начальных параметров: α , α_Q , α_a , α_{em} , m_{φ} , ε . Второй способ — это компьютерное исследование особенностей эффективного потенциала (79) для некоторой выделенной области значений начальных параметров.

3.3. Асимптотика функций $\psi_{KN}^F(\rho, \varepsilon)$

3.3.1. При $\rho \rightarrow \pm\infty$ функция $g_F(\rho) \rightarrow \rho$ (см. (74)) и

$$\psi_{KN}^F|_{\rho \rightarrow \pm\infty} = \rho F_{KN}|_{\rho \rightarrow \pm\infty}. \quad (101)$$

Для финитного движения частиц со спином $1/2$ с учетом (44) имеем

$$\psi_{KN}^F|_{\rho \rightarrow \infty} = C_1 \varphi_1(\rho) \rho e^{-\sqrt{1-\varepsilon^2} \rho}, \quad (102)$$

$$\psi_{KN}^F|_{\rho \rightarrow -\infty} = C_2 \varphi_2(\rho) \rho e^{\sqrt{1-\varepsilon^2} \rho}. \quad (103)$$

3.3.2. При наличии двух горизонтов событий представим функцию $\psi_{KN}^F(\rho, \varepsilon_{KN})$ в виде

$$\begin{aligned} \psi_{KN}^F(\varepsilon_{KN})|_{\rho \rightarrow (\rho_+)_K N} &= |\rho - (\rho_+)_K N|^s \times \\ &\times \sum_{k=0}^{\infty} \chi_k^{(+)} |\rho - (\rho_+)_K N|^k \end{aligned} \quad (104)$$

при $\rho \rightarrow (\rho_+)_K N$,

$$\begin{aligned} \psi_{KN}^F(\varepsilon_{KN})|_{\rho \rightarrow (\rho_-)_K N} &= |(\rho_-)_K N - \rho|^s \times \\ &\times \sum_{k=0}^{\infty} \chi_k^{(-)} |(\rho_-)_K N - \rho|^k \end{aligned} \quad (105)$$

при $\rho \rightarrow (\rho_-)_K N$.

Из уравнения (76) с учетом (104), (105), (84) следует определяющее уравнение

$$s(s-1) + 3/16 = 0 \quad (106)$$

с решениями $s_1 = 3/4$, $s_2 = 1/4$.

Оба решения приводят к регулярным квадратично-интегрируемым решениям для волновой функции $\psi_{KN}^F(\rho, \varepsilon_{KN})$. Для однозначного выбора решения обратимся к асимптотикам (45)–(48) для радиальных функций Дирака $F_{KN}(\rho)$ при $\varepsilon = \varepsilon_{KN}$ и к преобразованию (72), (74).

При $\rho \rightarrow (\rho_{\pm})_{KN}$ преобразование $g_F(\rho) \rightarrow |\rho - (\rho_{\pm})_{KN}|^{3/4}$ и в результате

$$\begin{aligned} \psi_{KN}^F(\varepsilon_{KN})|_{\rho \rightarrow (\rho_{\pm})_{KN}} &= [g_F(\rho) F_{KN}(\rho)]|_{\rho \rightarrow (\rho_{\pm})_{KN}} = \\ &= C_3 |\rho - (\rho_{\pm})_{KN}|^{1/4}. \end{aligned} \quad (107)$$

Асимптотики (107) соответствуют решению определяющего уравнения (106) $s_2 = 1/4$. Для решения $s_1 = 3/4$ отсутствует решение уравнения Дирака $F(\rho)|_{\rho \rightarrow (\rho_{\pm})_{KN}} = \text{const}$, и в этом случае преобразования (72) не существует. Ниже решения уравнения второго порядка (76) с асимптотиками (107) будем использовать в качестве собственных функций стационарных связанных состояний фермионов с собственными значениями ε_{KN} . Эти решения являются квадратично-интегрируемыми в окрестности горизонтов событий. Отметим, что волновые функции (107) на горизонтах событий $(\rho_+)_K N$, $(\rho_-)_K N$ равны нулю.

3.3.3. В случае экстремального поля KN представим асимптотику функции $\psi_{KN}^F(\rho, \varepsilon_{KN}^{ext})$ в виде

$$\psi_{KN}^F(\rho, \varepsilon_{KN}^{ext})|_{\rho \rightarrow \alpha} = |\rho - \alpha|^s \sum_{k=0}^{\infty} \chi_k^{ext} |\rho - \alpha|^k. \quad (108)$$

Из уравнения (76) с учетом (108), (86) можно записать определяющее уравнение

$$s(s-1) + \frac{1}{4} - \lambda^2 - \alpha^2 + \alpha^4 \Omega^2 = 0 \quad (109)$$

с решениями

$$s_{1,2} = \frac{1}{2} \pm \sqrt{\lambda^2 + \alpha^2 - \alpha^4 \Omega^2}. \quad (110)$$

Оба решения приводят к квадратично-интегрируемым функциям $\psi_{KN}^F(\varepsilon_{KN}^{ext})$ при выполнении условий:

— для $s_1 = 1/2 + \sqrt{\lambda^2 + \alpha^2 - \alpha^4 \Omega^2}$ должно выполняться неравенство

$$\lambda^2 + \alpha^2 - \alpha^4 \Omega^2 > 0, \quad (111)$$

— для $s_2 = 1/2 - \sqrt{\lambda^2 + \alpha^2 - \alpha^4 \Omega^2}$ должно выполняться неравенство

$$1 > \lambda^2 + \alpha^2 - \alpha^4 \Omega^2 > 0. \quad (112)$$

Условие существования потенциальной ямы (87) существенно ограничивает неравенства (111), (112), и оба решения $s_{1,2}$ должны удовлетворять неравенству

$$1/4 > \lambda^2 + \alpha^2 - \alpha^4 \Omega^2 > 0. \quad (113)$$

При $\rho \rightarrow \alpha$ преобразование (74) $g_F(\rho) \rightarrow |\rho - \alpha|^{3/2}$.

Оба решения (65) для асимптотики $F_{KN}^{ext}|_{\rho \rightarrow \alpha}$ (64) преобразуются в соответствующие решения (110) для асимптотики $\psi_{KN}^F(\varepsilon_{KN}^{ext})$ (108).

Таким образом, для уравнения второго порядка (76) из-за существования двух регулярных асимптотик в окрестности горизонта $\rho = \alpha$ невозможно поставить краевую задачу о существовании собственных функций и собственных значений.

Кроме того, авторы аналитически и численно не обнаружили область значений физических параметров, в которой справедливо неравенство (113).

Для уравнения Дирака эта проблема однозначно разрешается. Единственное физически приемлемое решение для волновой функции соответствует одному из решений (65)

$$s_1 = -1 + \sqrt{\lambda^2 + \alpha^2 - \alpha^4 \Omega^2}. \quad (114)$$

Условие квадратичной интегрируемости дираковских радиальных функций (66) записывается в виде

$$\lambda^2 + \alpha^2 - \alpha^4 \Omega^2 > 1/4. \quad (115)$$

При этом энергия стационарного связанного состояния ε_{KN}^{ext} равна

$$\varepsilon_{KN}^{ext} = \frac{\alpha_a m_\varphi + \alpha_{em} \alpha}{\alpha_a^2 + \alpha^2}. \quad (116)$$

Для метрики Керра ($\alpha_{em} = 0$, $\alpha_Q = 0$) выражения (115), (116) имеют вид

$$\lambda^2 + \alpha^2 - m_\varphi^2 > \frac{1}{4}, \quad \varepsilon_K^{ext} = \frac{m_\varphi}{2\alpha}. \quad (117)$$

Решение ε_K^{ext} ранее получено в работе [51].

3.3.4. Рассмотрим асимптотику волновой функции $\psi_{KN}^F|_{\rho \rightarrow \rho_{cl}^i}$ вблизи непроницаемых барьеров (91). Определяющее уравнение для (76) с учетом асимптотики (91) имеет вид

$$s(s-1) - 3/4 = 0. \quad (118)$$

Решения (118) равны $s_1 = 3/2$, $s_2 = -1/2$. Второе решение соответствует ненормируемой волновой функции ψ_{KN}^F и поэтому физически неприемлемо. В результате

$$\psi_{KN}^F|_{\rho \rightarrow \rho_{cl}^i} = C_4 (|\rho - \rho_{cl}^i|)^{3/2}. \quad (119)$$

Преобразование (72), (74) в окрестностях ρ_{cl}^i является сингулярным, $g_F(\rho) \rightarrow |\rho - \rho_{cl}^i|^{-1/2}$. Из (72) следует, что

$$F_{KN}(\rho)|_{\rho \rightarrow \rho_{cl}^i} \approx |\rho - \rho_{cl}^i|^2. \quad (120)$$

Из численных расчетов следует, что зависимость (120) действительно реализуется в первом уравнении (43) для случая, когда выражение в скобках перед функцией $G_{KN}(\rho)$ обращается в нуль (это соответствует уравнению (90) для определения ρ_{cl}^i).

4. МЕТОД ФАЗОВЫХ ФУНКЦИЙ

Численные решения уравнения второго порядка типа Шредингера (76) удобно осуществлять с помощью фазовых функций $\Phi(\rho)$, $\Phi(\theta)$.

Применим преобразование Прюфера [30–33] к уравнению (76) с эффективным потенциалом (79):

$$\begin{aligned} \psi_{KN}^F(\rho) &= P(\rho) \sin \Phi(\rho), \\ \frac{d\psi_{KN}^F(\rho)}{d\rho} &= P(\rho) \cos \Phi(\rho). \end{aligned} \quad (121)$$

Тогда

$$\frac{\psi_{KN}^F(\rho)}{d\psi_{KN}^F(\rho)/d\rho} = \tan \Phi(\rho) \quad (122)$$

и уравнение (76) можно записать в виде системы нелинейных дифференциальных уравнений первого порядка:

$$\frac{d\Phi}{d\rho} = \cos^2 \Phi + 2(E_{Sch} - U_{eff}^F) \sin^2 \Phi, \quad (123)$$

$$\frac{d\ln P}{d\rho} = (1 - 2(E_{Sch} - U_{eff}^F)) \sin \Phi \cos \Phi. \quad (124)$$

Отметим, что уравнение (124) должно решаться после определения собственных значений ε_n и собственных функций $\Phi_n(\rho)$ из уравнения (123).

В уравнениях (123), (124) эффективный потенциал U_{eff}^F зависит от константы разделения λ . В отличие от полей Шварцшильда и Райсснера–Нордстрёма, для полей Керра и Керра–Ньютона λ зависит от ε , α_a , j , l , m_φ (см. угловые уравнения Чандraseкара–Пейджа (38) для сфероидальных гармоник $S_\pm(\theta)$). При решении уравнений (123), (124) необходимо первоначально определять значения λ в зависимости от начальных параметров.

Применим преобразование Прюфера к уравнениям (38). Пусть

$$\begin{aligned} S_-(\theta) &= S(\theta) \sin \Phi(\theta), \\ S_+(\theta) &= S(\theta) \cos \Phi(\theta), \end{aligned} \quad (125)$$

где

$$S_-(\theta)/S_+(\theta) = \tan \Phi(\theta), \quad (126)$$

$$S(\theta) = (S_-^2(\theta) + S_+^2(\theta))^{1/2}. \quad (127)$$

Тогда угловые уравнения Чандraseкара–Пейджа (38) можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi(\theta)}{d\theta} &= \lambda + \alpha_a \cos \theta \cos(2\Phi(\theta)) + \\ &+ \left(\frac{m_\varphi}{\sin \theta} - \alpha_a \varepsilon \sin \theta \right) \sin(2\Phi(\theta)), \end{aligned} \quad (128)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\ln S}{d\theta} &= -\frac{1}{2} \operatorname{ctg} \theta + \left(\alpha_a \varepsilon \sin \theta - \frac{m_\varphi}{\sin \theta} \right) \cos(2\Phi(\theta)) + \\ &+ \alpha_a \cos \theta \sin(2\Phi(\theta)). \end{aligned} \quad (129)$$

Границные условия имеют вид

$$\text{для } m_\varphi < 0 \quad \Phi(0) = k\pi, \quad \Phi(\pi) = \frac{\pi}{2} + k\pi, \quad (130)$$

$$\text{для } m_\varphi > 0 \quad \Phi(0) = \frac{\pi}{2} + k\pi, \quad \Phi(\pi) = k\pi. \quad (131)$$

В (130), (131) $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$,

$$\operatorname{tg} \Phi \left(\frac{\pi}{2} \right) = P_{par} (-1)^{j+m_\varphi} = \pm 1, \quad (132)$$

где $P_{par} = 2(l-j)$ — четность.

Ранее Незнамовым, Сафоновым [52] было реализовано численное решение уравнений (128), (129). Результаты решения полностью согласуются с результатами [42], полученными другим численным способом.

В данной работе мы будем из уравнения (128) первоначально определять $\lambda(\varepsilon, \alpha_a, l, j, m_\varphi)$ и $\Phi(\theta)$. Далее, из (123) определяем спектр ε_n и $\Phi_n(\rho)$. Из уравнения (124) определяем $P_n(\rho)$ и при необходимости из уравнения (129) определяем $S_n(\theta)$. После этого, в соответствии с (121), определяем собственную радиальную функцию ${}_n\psi_{KN}^F(\rho)$ и при необходимости, в соответствии с (35), (36), (40) и (125), — полную волновую функцию:

$${}_n\psi_{KN}^F(\rho, \theta, \varphi) = {}_n\psi_{KN}^F(\rho) i \sigma^3 \xi_{KN}(\theta). \quad (133)$$

4.1. Асимптотика функций $\Phi(\rho)$, $P(\rho)$

4.1.1. Для связанных состояний при $\rho \rightarrow \infty$ с учетом (102), (122) получаем

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \Phi|_{\rho \rightarrow \infty} &= -\frac{1}{\sqrt{1-\varepsilon^2}}, \\ \Phi|_{\rho \rightarrow \infty} &= -\operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{1-\varepsilon^2}} + k\pi. \end{aligned} \quad (134)$$

Для экспоненциально растущих решений в асимптотике (44) $C_1 = 0$, $C_2 \neq 0$ и с учетом (103), (122)

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \Phi|_{\rho \rightarrow \infty} &= \frac{1}{\sqrt{1-\varepsilon^2}}, \\ \Phi|_{\rho \rightarrow \infty} &= \operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{1-\varepsilon^2}} + k\pi. \end{aligned} \quad (135)$$

Для связанных состояний при $\rho \rightarrow -\infty$ с учетом (103), (122)

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \Phi|_{\rho \rightarrow -\infty} &= \frac{1}{\sqrt{1-\varepsilon^2}}, \\ \Phi|_{\rho \rightarrow -\infty} &= \operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{1-\varepsilon^2}} + k\pi. \end{aligned} \quad (136)$$

Для экспоненциально растущих решений

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \Phi|_{\rho \rightarrow -\infty} &= -\frac{1}{\sqrt{1-\varepsilon^2}}, \\ \Phi|_{\rho \rightarrow -\infty} &= -\operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{1-\varepsilon^2}} + k\pi. \end{aligned} \quad (137)$$

В (134)–(137) $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

4.1.2. При наличии двух горизонтов событий, пусть при $\rho \rightarrow (\rho_+)_K N$,

$$\Phi|_{\rho \rightarrow (\rho_+)_K N} = k\pi + A|\rho - (\rho_+)_K N|. \quad (138)$$

Тогда

$$\sin \Phi|_{\rho \rightarrow (\rho_+)_K N} \simeq \pm A|\rho - (\rho_+)_K N|,$$

$$\cos \Phi|_{\rho \rightarrow (\rho_+)_K N} \simeq \pm 1.$$

Из совместности (138) с уравнением (123) с учетом ведущей особенности (см. (84))

$$U_{eff}^F(\varepsilon_{KN}) = -\frac{3}{32} \frac{1}{(\rho - (\rho_+)_K N)^2}$$

получаем

$$1 + \frac{3}{16} A^2 = A \quad (139)$$

с решениями $A_1 = 4$, $A_2 = 4/3$.

Далее интегрируем уравнение (124) при $\rho \rightarrow (\rho_+)_K N$ с учетом ведущей особенности эффективного потенциала (84). В результате

$$\begin{aligned} P|_{\rho \rightarrow (\rho_+)_K N} &= \\ &= C_5 \begin{cases} |\rho - (\rho_+)_K N|^{3/4}, & A_1 = 4, \\ |\rho - (\rho_+)_K N|^{-1/4}, & A_2 = 4/3, \end{cases} \end{aligned} \quad (140)$$

$$\begin{aligned} \psi_{KN}^F(\varepsilon_{KN}^+)|_{\rho \rightarrow (\rho_+)_K N} &= \\ &= C_5 \begin{cases} 4|\rho - (\rho_+)_K N|^{1/4}, & A_1 = 4, \\ 4/3|\rho - (\rho_+)_K N|^{3/4}, & A_2 = 4/3. \end{cases} \end{aligned} \quad (141)$$

Сравнение с выражением (107) показывает, что для нашего рассмотрения приемлемыми являются решения (138), (140), (141) со значениями $A_1 = 4$ и $C_3 = 4C_5$.

Аналогично при $\rho \rightarrow (\rho_-)_K N$

$$\Phi|_{\rho \rightarrow (\rho_-)_K N} = -4|(\rho_-)_K N - \rho| + k\pi, \quad (142)$$

$$P|_{\rho \rightarrow (\rho_-)_K N} = -\frac{C_3}{4}|(\rho_-)_K N - \rho|^{-3/4}, \quad (143)$$

$$\psi_{KN}^F(\varepsilon_{KN})|_{\rho \rightarrow (\rho_-)_K N} = C_3|(\rho_-)_K N - \rho|^{1/4}. \quad (144)$$

4.1.3. По аналогии с разд. 4.1.2 асимптотики $\Phi(\rho)$, $P(\rho)$ в окрестности непроницаемых барьеров (91) с учетом (119) равны

$$\Phi|_{\rho \rightarrow \rho_{cl}^i} = \frac{2}{3}|\rho - \rho_{cl}^i| + k\pi, \quad (145)$$

$$P|_{\rho \rightarrow \rho_{cl}^i} = C_6(|\rho - \rho_{cl}^i|)^{1/2}, \quad (146)$$

$$\psi_{KN}^F|_{\rho \rightarrow \rho_{cl}^i} = C_4(|\rho - \rho_{cl}^i|)^{3/2}. \quad (147)$$

5. СТАЦИОНАРНЫЕ СВЯЗАННЫЕ СОСТОЯНИЯ ФЕРМИОНОВ В ПОЛЕ КЕРРА – НЬЮМЕНА

5.1. Численные решения уравнений для фазовых функций. Общие свойства фазовых функций

Ниже мы сосредоточимся на численном методе решения уравнений (123), (124) для радиальных фазовых функций $\Phi(\rho)$, $P(\rho)$. Аналогичный метод решения уравнений (128), (129) для угловых фазовых функций $\Phi(\theta)$, $P(\theta)$ подробно изложен в работе [52].

Для разрешенного набора значений $-1 < \varepsilon < 1$ численно решается задача Коши с заданным начальным условием. Для решения задачи Коши используется неявный метод Рунге–Кутты пятого порядка с контролем размера шага (схема Ила трехстадийного метода Радо II A [53]).

Определив решением (123) спектр ε_n , собственные функции $\Phi_n(\rho)$ и интегрируя уравнение (124), можно определить функции $P_n(\rho)$ и с учетом (121) волновые функции $n\psi_{KN}^F(\rho)$. Далее можно определить плотность вероятности обнаружения фермионов в состоянии с ε_n на расстоянии ρ в сферическом слое $d\rho$:

$$w(\rho) = P_n^2(\rho) \sin^2 \Phi_n(\rho), \quad (148)$$

и вероятность обнаружения связанных фермионов в интервале $[\rho_0, \rho]$:

$$W(\rho) = \int_{\rho_0}^{\rho} P_n^2(\rho') \sin^2 \Phi_n(\rho') d\rho'. \quad (149)$$

При наличии двух горизонтов событий энергия связанных состояний определяется равенствами (52), (53). В этом случае численно определяются только собственные функции $n\psi_{KN}^F(\rho)$ (121), плотности вероятности (148) и интегральные вероятности (149).

Волновые функции $n\psi_{KN}^F(\rho)$ в зависимости от области определения должны удовлетворять асимптотикам (102), (103), (107).

При решении уравнения (123) необходимо иметь в виду существование особых точек: $\rho = \pm\infty$, $\rho = \rho_{cl}^i$, $\rho = (\rho_{\pm})_{KN}$. Численные расчеты с хорошей сходимостью результатов начинались или заканчивались в окрестностях иррегулярных особых точек $\rho = (\rho_{\pm})_{KN}$, $\rho = \rho_{cl}^i$ с $\Delta\rho_{irr} = 10^{-8}$. Выбор максимального значения ρ_{max} в расчетах с имитацией $\rho \rightarrow \pm\infty$ определялся выполнением условий (134)–(137) с заданной точностью 10^{-7} .

Ниже для случая голой сингулярности KN при определении спектра ε_n будем использовать функцию $\Phi(\varepsilon, \rho_{max}) = \Phi(\varepsilon)|_{\rho=\rho_{max}}$. Здесь ρ_{max} — максимальное расстояние в численных расчетах. Как правило, хорошую сходимость результатов обеспечивает значение $\rho_{max} = 10^7$.

Численные расчеты выявили наличие следующих важных свойств функции $\Phi(\varepsilon, \rho_{max})$ (подобные свойства функции Φ для более простых потенциалов, не зависящих от ε , строго доказаны в работах [31–33]).

1. Функция $\Phi(\varepsilon, \rho_{max})$ монотонна при изменении ε .

2. В случае существования связанных состояний с $-1 < \varepsilon < 1$ поведение $\Phi(\varepsilon, \rho_{max})$ носит скачкообразный характер. При достижении собственного значения ε_n функция $\Phi(\varepsilon, \rho_{max})$ изменяется скачком на π :

$$[\Phi(\varepsilon_0 - \Delta\varepsilon, \rho_{max}) - \Phi(\varepsilon_0 + \Delta\varepsilon, \rho_{max})]|_{\Delta\varepsilon \rightarrow 0} = -n\pi. \quad (150)$$

3. В случае отсутствия связанных состояний изменение функции $\Phi(\varepsilon, \rho_{max})$ во всем интервале $-1 < \varepsilon < 1$ меньше величины π .

5.2. Наличие двух горизонтов событий $(\rho_+)_KN$, $(\rho_-)_KN$; $\alpha^2 > \alpha_a^2 + \alpha_Q^2$. Область определения волновых функций $\rho \in [(\rho_+)_KN, \infty)$

В этом случае существует решение (52):

$$\varepsilon_{KN} = \frac{\alpha_a m_{\varphi} + \alpha_{em}(\rho_+)_KN}{\alpha_a^2 + (\rho_+)_KN^2}. \quad (151)$$

Для связанных состояний $-1 < \varepsilon_{KN} < 1$, поэтому

$$|\alpha_a m_{\varphi} + \alpha_{em}(\rho_+)_KN| < \alpha_a^2 + (\rho_+)_KN^2. \quad (152)$$

Решение (151) включает состояния с одноименными ($\alpha_{em} > 0$) и разноименными ($\alpha_{em} < 0$) зарядами источника поля RN и фермиона, а также состояния с незаряженными фермионами.

При определении волновых функций с известным собственным значением (151) интегрирование уравнения (123) осуществлялось «справа налево» от $\rho = \rho_{max}$ с граничным условием (134) до $\rho = (\rho_+)_KN$ с асимптотикой (138) и с решением уравнения (139) $A_1 = 4$. Поведение интегральных кривых уравнения (123) вблизи иррегулярной особой точки $\rho = (\rho_+)_KN$ аналогично ранее рассмотренному для поля RN [28]. Это связано с одинаковым поведением эффективных потенциалов при $\rho \rightarrow (\rho_+)_KN$ и при $\rho \rightarrow (\rho_+)_RN$ (см. (84) и формулу (55) в [28]).

5.2.1. Анализ границ физической приемлемости решения ε_{KN} при $\rho \geq (\rho_+)_K$. Результаты расчетов

Как и в разд. 3.2.1, будем рассматривать три варианта.

1. Поле Керра: $\alpha_Q = 0$, $\alpha_{em} = 0$, $(\rho_+)_K = \alpha + \sqrt{\alpha^2 - \alpha_a^2}$,

$$\varepsilon_K = \frac{\alpha_a m_\varphi}{2\alpha(\rho_+)_K}. \quad (153)$$

Для экстремального поля Керра $((\rho_+)_K = (\rho_-)_K = \alpha; \alpha^2 = \alpha_a^2)$ решение (153) равно

$$\varepsilon_K^{ext} = \frac{m_\varphi}{2\alpha}. \quad (154)$$

Из (153), (154) следует, что при наличии вращения источника поля Керра ($\alpha_a \neq 0$) энергия связанныго фермиона никогда не достигает нуля при сколь угодно большом значении гравитационной константы связи α :

$$\varepsilon_K \neq 0 \quad \text{при } \alpha \rightarrow \infty. \quad (155)$$

В этом случае отрицательные и нулевые энергии $-1 < \varepsilon_K \leq 0$ не реализуются. Это возможно лишь для (153), (154) при $m_\varphi > 0$. Таким образом, связанные состояния фермионов с $0 < \varepsilon_K < 1$ в (153), (154) характеризуются параллельным направлением спина фермиона и углового момента источника поля Керра.

Для реализации слабой связи фермиона $\varepsilon_K \sim 1$ необходимо существование некоторого минимального значения α_{min} . При наличии горизонтов (горизонта) событий максимальное значение α_a^{max} достигается для экстремального поля Керра ($\alpha_a = \alpha$). Из (154) следует, что связь $\varepsilon_K \sim 1$ достигается при

$$\alpha_{min} \sim \frac{(m_\varphi)_{min}}{2} = 0.25. \quad (156)$$

Отсутствие вращения ($\alpha_a = 0$) соответствует решению для поля Шварцшильда $\varepsilon_S = 0$. В этом случае α_{min} также равно 0.25 [27].

2. Незаряженная частица со спином 1/2 в поле Керра–Ньютона: $\alpha_Q \neq 0$, $\alpha_{em} = 0$, $(\rho_+)_K = \alpha + \sqrt{\alpha^2 - \alpha_a^2 - \alpha_Q^2}$,

$$\tilde{\varepsilon}_{KN} = \frac{\alpha_a m_\varphi}{\alpha_a^2 + (\rho_+)_K^2}. \quad (157)$$

Для экстремального поля KN $((\rho_+)_K = (\rho_-)_K = \alpha; \alpha^2 = \alpha_a^2 + \alpha_Q^2)$ решение (157) равно

$$\tilde{\varepsilon}_{KN}^{ext} = \frac{\alpha_a m_\varphi}{\alpha_a^2 + \alpha^2}. \quad (158)$$

При наличии вращения ($\alpha_a \neq 0$) из (157), (158) следует, что энергия связанныго фермиона никогда не достигает нуля при сколь угодно большом значении α :

$$\tilde{\varepsilon}_{KN} \neq 0 \quad \text{при } \alpha \rightarrow \infty. \quad (159)$$

В данном случае отрицательные и нулевые энергии $-1 < \tilde{\varepsilon}_{KN} \leq 0$ не реализуются и, следовательно, $m_\varphi > 0$. Как и в варианте 1, связанные состояния незаряженных фермионов с $0 < \tilde{\varepsilon}_{KN} < 1$ характеризуются параллельным направлением спина фермиона и углового момента источника поля KN.

Из (157) следует, что неравенство $\tilde{\varepsilon}_{KN} < 1$ реализуется, если

$$\alpha_a m_\varphi < \alpha_a^2 + (\rho_+)_K^2. \quad (160)$$

3. Заряженная частица со спином 1/2 в поле Керра–Ньютона: $\alpha_Q \neq 0$, $\alpha_{em} \neq 0$, $(\rho_+)_K = \alpha + \sqrt{\alpha^2 - \alpha_a^2 - \alpha_Q^2}$,

$$\varepsilon_{KN} = \frac{\alpha_a m_\varphi + \alpha_{em}(\rho_+)_K}{\alpha_a^2 + (\rho_+)_K^2}. \quad (161)$$

Для экстремального поля KN $((\rho_+)_K = \alpha; \alpha^2 = \alpha_a^2 + \alpha_Q^2)$ решение (161) равно

$$\varepsilon_{KN}^{ext} = \frac{\alpha_a m_\varphi + \alpha_{em}\alpha}{\alpha_a^2 + \alpha^2}. \quad (162)$$

Решение (161) зависит от пяти параметров: α_a , m_φ , α_{em} , α , α_Q , что затрудняет его алгебраический анализ. Параметры m_φ , α_{em} могут иметь разные знаки, и поэтому, в отличие от вариантов 1, 2, для ε_{KN} допустим весь разрешенный для связанных состояний диапазон: $-1 < \varepsilon_{KN} < 1$. Отсюда следует очевидное неравенство:

$$|\alpha_a m_\varphi + \alpha_{em}(\rho_+)_K| < \alpha_a^2 + (\rho_+)_K^2. \quad (163)$$

В результате мы получили следующие ограничения на физические параметры и энергии связанных фермионов.

1. Поле Керра: $\alpha_{em} = 0$, $\alpha_Q = 0$,

$$0 < \varepsilon_K < 1, \quad m_\varphi > 0, \quad \alpha_a m_\varphi < 2\alpha(\rho_+)_K. \quad (164)$$

2. Незаряженная частица в поле Керра–Ньютона: $\alpha_{em} = 0$, $\alpha_Q \neq 0$,

$$0 < \tilde{\varepsilon}_{KN} < 1, \quad m_\varphi > 0, \quad \alpha_a m_\varphi < \alpha_a^2 + (\rho_+)_K^2. \quad (165)$$

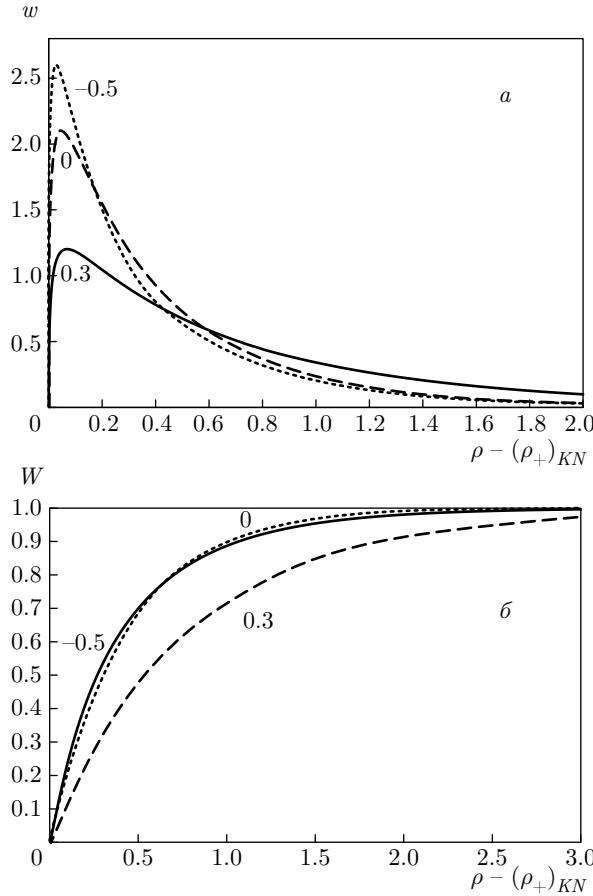


Рис. 1. Зависимости $w(\rho - (\rho_+)_KN)$ (а), $W(\rho - (\rho_+)_KN)$ (б) для связанных состояний с $\varepsilon((\rho_+)_KN)$ и $\alpha = 0.251$, $\alpha_Q = 0.0251$, $\alpha_a = 0.125$, $m_\varphi = 1/2$, $\alpha_{em} = 0.3, 0, -0.5$

3. Заряженная частица в поле Керра–Ньютона: $\alpha_{em} \neq 0$, $\alpha_Q \neq 0$,

$$-1 < \varepsilon_{KN} < 1, \quad |\alpha_a m_\varphi + \alpha_{em}(\rho_+)_KN| < \alpha_a^2 + (\rho_+)_KN^2. \quad (166)$$

В табл. 1 для некоторых значений параметров, удовлетворяющих неравенствам (164)–(166) с $\alpha \approx \alpha_{min} = 0.251$, приведены определенные из расчетов расстояния ρ_m от максимумов плотностей вероятности до горизонтов событий $(\rho_+)_KN$. На рис. 1 для параметров табл. 1 $\alpha = 0.251$, $\alpha_Q = 0.0251$, $\alpha_a = 0.125$, $m_\varphi = 1/2$, $\alpha_{em} = 0.3, 0, -0.5$ приведены нормированные плотности вероятности (148) и интегральные вероятности (149).

5.3. Наличие двух горизонтов событий $(\rho_+)_KN$, $(\rho_-)_KN$; $\alpha^2 > \alpha_Q^2 + \alpha_a^2$. Область определения волновых функций $\rho \in (-\infty, \rho_-]$

В этом случае существует решение (52)

$$\varepsilon_{KN} = \frac{\alpha_a m_\varphi + \alpha_{em}(\rho_-)_KN}{\alpha_a^2 + (\rho_-)_KN^2}. \quad (167)$$

Для связанных состояний фермиона $-1 < \varepsilon_{KN} < 1$, поэтому

$$|\alpha_a m_\varphi + \alpha_{em}(\rho_-)_KN| < \alpha_a^2 + (\rho_-)_KN^2. \quad (168)$$

Решение (167) включает состояния с незаряженными фермионами ($\alpha_{em} = 0$) и состояния с одноименными ($\alpha_{em} > 0$) и разноименными ($\alpha_{em} < 0$) зарядами источника поля KN и фермиона.

При определении волновых функций с известным собственным значением (167) интегрирование уравнения (123) осуществлялось «слева направо» либо от $\rho = -\infty$ с граничным условием (136), либо при наличии непроницаемого барьера от $\rho = \rho_{cl}$ с граничным условием (145). Интегрирование заканчивалось при $\rho = (\rho_-)_KN$ аналогично ранее рассмотренному для поля RN [28]. Это связано с одинаковым поведением эффективных потенциалов при $\rho \rightarrow (\rho_-)_KN$ и при $\rho \rightarrow (\rho_-)_RN$ (см. (84) и (56) в [28]).

5.3.1. Анализ границ физической приемлемости решения ε_{KN} при $\rho \leq (\rho_-)_KN$. Результаты расчетов

Ниже мы ограничим себя рассмотрением менее экзотичных систем с внутренними горизонтами событий $(\rho_-)_KN \geq 1$, т. е. с радиусами, большими или сравнимыми с комптоновской длиной волны фермиона l_c . Из неравенства

$$(\rho_-)_KN = \alpha \left(1 - \sqrt{1 - \frac{\alpha_Q^2}{\alpha^2} - \frac{\alpha_a^2}{\alpha^2}} \right) \geq 1$$

возникает автоматическое ограничение на величину α при заданных значениях α_Q^2/α^2 , α_a^2/α^2 .

Как и выше в разд. 3.2.1, 5.2.1, будем рассматривать три варианта.

1. Поля Керра: $\alpha_Q = 0$, $\alpha_{em} = 0$, $(\rho_-)_K = \alpha - \sqrt{\alpha^2 - \alpha_a^2}$,

$$\varepsilon_K = \frac{\alpha_a m_\varphi}{2\alpha(\rho_-)_K}. \quad (169)$$

Из (169) следует, что $\varepsilon_K \neq 0$ при $\alpha \rightarrow \infty$, т. е. отрицательные энергии $-1 < \varepsilon_K < 0$ не реализуются. Это возможно лишь при $m_\varphi > 0$.

Таблица 1. Характеристики связанных состояний фермионов с гравитационной константой связи $\alpha = 0.251$

α_a	α_Q	α_{em}	l, j, m_φ	$(\rho_+)_K N$	λ	ε_{KN}	ρ_m
0.125	0	0	0, 1/2, 1/2	0.469	-0.94	0.266	$4.66 \cdot 10^{-2}$
0.125	0	0	1, 3/2, 3/2	0.469	-1.9	0.797	$1.12 \cdot 10^{-2}$
0.125	0.0251	0	0, 1/2, 1/2	0.467	-0.94	0.267	$4.65 \cdot 10^{-2}$
0.125	0.0251	0	1, 3/2, 3/2	0.467	-1.99	0.802	$1.12 \cdot 10^{-2}$
0.0251	0.125	0	0, 1/2, 1/2	0.467	-0.99	0.057	$4.04 \cdot 10^{-2}$
0.0251	0.125	0	1, 3/2, 3/2	0.467	-1.99	0.172	$8.54 \cdot 10^{-3}$
0.125	0.0251	-0.5	0, 1/2, 1/2	0.467	-1.02	-0.732	$2.78 \cdot 10^{-2}$
0.125	0.0251	-0.5	1, 3/2, 3/2	0.467	-1.995	-0.197	$8.55 \cdot 10^{-3}$
0.125	0.0251	0.3	0, 1/2, 1/2	0.467	-0.89	0.866	$6.91 \cdot 10^{-2}$
0.125	0.0251	0.09	1, 3/2, 3/2	0.467	-1.88	0.982	$1.18 \cdot 10^{-2}$
0.0251	0.125	-0.4	0, 1/2, 1/2	0.467	-1.01	-0.796	$2.58 \cdot 10^{-2}$
0.0251	0.125	-0.4	1, 3/2, 3/2	0.467	-2.01	-0.682	$6.68 \cdot 10^{-3}$
0.0251	0.125	0.4	0, 1/2, 1/2	0.467	-0.98	0.911	$5.76 \cdot 10^{-2}$
0.0251	0.125	0.3	1, 3/2, 3/2	0.467	-1.98	0.812	$9.71 \cdot 10^{-3}$
0.125	0.0251	-0.3	0, 1/2, -1/2	0.467	-0.97	-0.866	$2.24 \cdot 10^{-2}$
0.125	0.0251	-0.09	1, 3/2, -3/2	0.467	-1.93	-0.981	$4.26 \cdot 10^{-3}$
0.125	0.0251	0.5	0, 1/2, -1/2	0.467	-1.1	0.732	$4.02 \cdot 10^{-2}$
0.125	0.0251	0.5	1, 3/2, -3/2	0.467	-2.05	1.197	$6.73 \cdot 10^{-3}$
0.0251	0.125	-0.4	0, 1/2, -1/2	0.467	-0.99	-0.911	$2.23 \cdot 10^{-2}$
0.0251	0.125	-0.3	1, 3/2, -3/2	0.467	-1.99	-0.812	$5.85 \cdot 10^{-3}$
0.0251	0.125	0.4	0, 1/2, -1/2	0.467	-1.02	0.796	$4.85 \cdot 10^{-2}$
0.0251	0.125	0.4	1, 3/2, -3/2	0.467	-2.02	0.682	$8.79 \cdot 10^{-3}$

2. Незаряженная частица со спином 1/2 в поле Керпа–Ньюмена: $\alpha_Q \neq 0$, $\alpha_{em} = 0$, $(\rho_-)_K N = \alpha - \sqrt{\alpha^2 - \alpha_a^2 - \alpha_Q^2}$,

$$\tilde{\varepsilon}_{KN} = \frac{\alpha_a m_\varphi}{\alpha_a^2 + (\rho_-)_K^2 N}. \quad (170)$$

Из (170) следует, что $\tilde{\varepsilon}_{KN} \neq 0$ при $\alpha \rightarrow \infty$, т. е. для связанных фермионов реализуется лишь положительный интервал разрешенных энергий $0 < \varepsilon_K < 1$. Отсюда следует, что в (170) $m_\varphi > 0$.

3. Заряженная частица со спином 1/2 в поле Керпа–Ньюмена: $\alpha_Q \neq 0$, $\alpha_{em} \neq 0$, $(\rho_-)_K N = \alpha - \sqrt{\alpha^2 - \alpha_a^2 - \alpha_Q^2}$,

$$\varepsilon_{KN} = \frac{\alpha_a m_\varphi + \alpha_{em} (\rho_-)_K N}{\alpha_a^2 + (\rho_-)_K^2 N}. \quad (171)$$

В (171) параметры m_φ , α_{em} могут иметь разные знаки, и поэтому, в отличие от (169), (170), для ε_{KN} допустим весь разрешенный диапазон для связанных состояний: $-1 < \varepsilon_{KN} < 1$. Отсюда следует очевидное неравенство

$$|\alpha_a m_\varphi + \alpha_{em} (\rho_-)_K N| < \alpha_a^2 + (\rho_-)_K^2 N. \quad (172)$$

В табл. 2 для трех рассмотренных вариантов приведены результаты некоторых демонстрационных расчетов с характеристиками связанных состояний фермионов с энергиями (169)–(171).

Таблица 2. Характеристики связанных состояний фермионов под внутренним горизонтом событий поля КН с гравитационной константой связи $\alpha = 10$

	α_a	α_Q	α_{em}	l, j, m_φ	$(\rho_-)_{KN}$	λ	ε_{KN}	ρ_m	ρ_{cl}
Частица в поле Керра	5	0	0	0, 1/2, 1/2	1.34	-0.09	0.093	$8 \cdot 10^{-2}$	$3.4 \cdot 10^{-2}$
	5	0	0	1, 3/2, 3/2	1.34	-0.26	0.28	$7.6 \cdot 10^{-2}$	0.104
Незаряженная частица в поле Керра – Ньютона	5	1	0	0, 1/2, 1/2	1.4	-0.091	0.093	$8.3 \cdot 10^{-2}$	$3.6 \cdot 10^{-2}$
	5	1	0	1, 3/2, 3/2	1.4	-0.27	0.278	$7.9 \cdot 10^{-2}$	0.111
	1	5	0	0, 1/2, 1/2	1.4	-0.61	0.169	$8.3 \cdot 10^{-2}$	0.067
	1	5	0	1, 3/2, 3/2	1.4	-1.4	0.508	$7.6 \cdot 10^{-2}$	0.207
Заряженная частица в поле Керра – Ньютона	5	1	-1	0, 1/2, 1/2	1.4	-0.335	0.041	$7.1 \cdot 10^{-2}$	0.265
	5	1	-1	1, 3/2, 3/2	1.4	-0.515	0.226	$6.7 \cdot 10^{-2}$	0.336
	5	1	0.3	0, 1/2, 1/2	1.4	-0.018	0.108	$8.7 \cdot 10^{-2}$	-0.043
	5	1	1	1, 3/2, 3/2	1.4	-0.03	0.33	$9.3 \cdot 10^{-2}$	-0.172
	1	5	-1	0, 1/2, 1/2	1.4	-0.99	-0.304	$8 \cdot 10^{-2}$	0.139
	1	5	-1	1, 3/2, 3/2	1.4	-1.8	0.035	$7.2 \cdot 10^{-2}$	0.263
	1	5	1	0, 1/2, 1/2	1.4	-0.25	0.643	$8.7 \cdot 10^{-2}$	$3.4 \cdot 10^{-2}$
	1	5	1	1, 3/2, 3/2	1.4	-1.02	0.981	$8 \cdot 10^{-2}$	0.13
	5	1	-1	0, 1/2, -1/2	1.4	-3	-0.145	$6.5 \cdot 10^{-2}$	0.2
	5	1	-1	1, 3/2, -3/2	1.4	-2.9	-0.33	$6.8 \cdot 10^{-2}$	0.13
	5	1	1	0, 1/2, -1/2	1.4	-3.05	-0.04	$7.5 \cdot 10^{-2}$	$-7 \cdot 10^{-2}$
	5	1	1	1, 3/2, -3/2	1.4	-3	-0.23	$7.6 \cdot 10^{-2}$	-0.376
	1	5	-1	0, 1/2, -1/2	1.4	-1.12	-0.643	$8.6 \cdot 10^{-2}$	0.024
	1	5	-1	1, 3/2, -3/2	1.4	-1.57	-0.98	$8.8 \cdot 10^{-2}$	$8.2 \cdot 10^{-2}$
	1	5	1	0, 1/2, -1/2	1.4	-1.56	0.304	$9.4 \cdot 10^{-2}$	-0.183
	1	5	1	1, 3/2, -3/2	1.4	-2.2	-0.035	$9.1 \cdot 10^{-2}$	-0.312

В табл. 2 ρ_m — расстояние от внутреннего горизонта событий до максимального значения плотности вероятности (148).

На рис. 2 для параметров табл. 2 $\alpha = 10$, $\alpha_a = 5$, $\alpha_Q = 1$, $j = 1/2$, $l = 0$, $m_\varphi = 1/2$, $\alpha_{em} = -1, 0, 0.3$, приведены нормированные плотности вероятности (148) и интегральные вероятности (149).

Результаты расчетов демонстрируют возможность существования стационарных связанных состояний фермионов под внутренним горизонтом событий ρ_- . Эти состояния с энергиями ε_{KN} (171) локализованы вблизи горизонта событий ρ_- . Для любых фермионов в поле Керра и для незаряженных фермионов в поле Керра – Ньютона связанные состояния возможны лишь для значений $m_\varphi > 0$ в энергетическом интервале $0 < \varepsilon_{KN} < 1$.

Для заряженных фермионов такие ограничения отсутствуют. Из расчетов видно, что во всех рас-

смотренных случаях существует непроницаемый потенциальный барьер типа (91) с положительным или отрицательным значением ρ_{cl} .

5.4. Голая сингулярность Керра – Ньютона ($\alpha^2 < \alpha_a^2 + \alpha_Q^2$). Область определения волновых функций $\rho \in (0, \infty)$

В отличие от рассмотренных в разд. 5.2, 5.3, для фермионов в поле голой сингулярности КН при определенных значениях физических параметров существует невырожденный по n, j, l дискретный энергетический спектр.

В численных расчетах интегрирование уравнения (123) проводилось «слева направо» (от ρ_{min} до ρ_{max}). При отсутствии непроницаемого барьера (91) интегрирование начинается от точки $\rho_{min} = -10^8$ с граничным условием (136). При наличии непро-

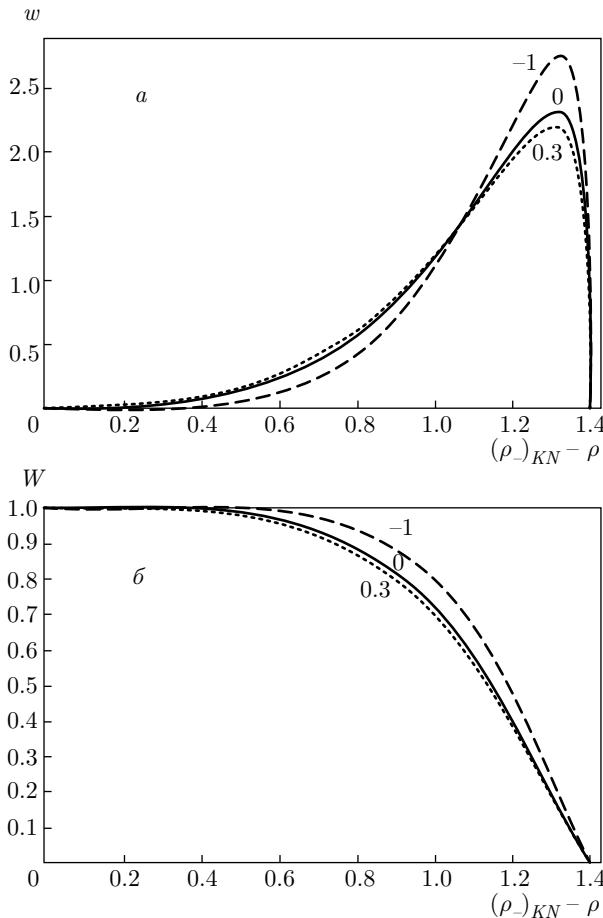


Рис. 2. Зависимости $w((\rho_-)_{KN} - \rho)$ (а), $W((\rho_-)_{KN} - \rho)$ (б) для связанных состояний с $\varepsilon((\rho_-)_{KN})$ и $\alpha = 10$, $\alpha_Q = 1$, $\alpha_a = 5$, $j = 1/2$, $l = 0$, $m_\varphi = +1/2$, $\alpha_{em} = -1, 0, 0.3$

ницаемого барьера (91) интегрирование уравнения (123) проводится от точки $\rho_{min} = \rho_{cl} + \Delta\rho_{cl}$ с граничным условием (145). Хорошая математическая сходимость результатов обеспечивается при выборе $\Delta\rho_{cl} = 10^{-8}$, $\rho_{min} = -10^8$, $\rho_{max} = 10^8$.

Уровни энергии в расчетах определялись в точках, где функция $\Phi(\varepsilon, \rho_{max})$ изменяется скачками на π в соответствии с (150).

Поскольку эффективный потенциал (79) зависит от константы разделения λ , для каждого значения ε эта константа определяется решением уравнения (128).

Приведем результаты некоторых демонстрационных расчетов определения дискретного спектра $1 - \varepsilon_n$.

5.4.1. Поле Керра ($\alpha_a^2 > \alpha^2$, $\alpha_Q = 0$, $\alpha_{em} = 0$)

Рассмотрим состояния связанных фермионов $S_{1/2}(l = 0, j = 1/2)$, $P_{1/2}(l = 1, j = 1/2)$ с параметрами $\alpha = 0.1$, $\alpha_a = 0.5$, $\alpha_a = 0.9$, $\alpha_Q = 0$, $\alpha_{em} = 0$, $m_\varphi = \pm 0.5$. Полученные с помощью численных расчетов значения λ , ρ_{cl} , $1 - \varepsilon_n$ приведены в табл. 3.

5.4.2. Поле Керра–Ньюмена ($\alpha_a^2 + \alpha_Q^2 > \alpha^2$)

Рассмотрим связанные состояния заряженных ($\alpha_{em} \neq 0$) и незаряженных ($\alpha_{em} = 0$) фермионов с квантовыми числами ($l = 0, j = 1/2$) и ($l = 1, j = 1/2$) с параметрами $\alpha = 0.25$, $\alpha_Q = 0.5$, $\alpha_a = 0.3$, 0.7 , $m_\varphi = \pm 0.5$, $\alpha_{em} = -1, 0, 0.1$. В табл. 4–6 приведены результаты расчетов дискретных энергетических спектров $1 - \varepsilon_n$.

Результаты расчетов демонстрируют существование в поле голой сингулярности KN стационарных связанных состояний фермионов с дискретным энергетическим спектром. В целом поведение плотностей вероятности носит такой же характер, как и при рассмотрении атомных систем в пространстве Минковского.

6. КОСМИЧЕСКАЯ ЦЕНЗУРА

Гипотеза космической цензуры, предложенная в работе [54], запрещает существование в природе сингулярностей, не прикрытых горизонтами событий. Однако полное доказательство этой гипотезы отсутствует до сих пор. Многие исследователи наряду с черными дырами рассматривают образование голых сингулярностей, их стабильность и отличительные особенности при экспериментальном наблюдении [55–60].

В работе [29] показано, что существуют статические метрики с времениподобными сингулярностями, проявляющие себя полностью несингулярными при рассмотрении квантовой механики бессpinовых частиц.

В работах [27, 28] мы получили подтверждение результатов [29] применительно к движению фермионов под горизонтом метрики Шварцшильда и в поле голой сингулярности RN. Действительно, ведущие особенности эффективных потенциалов для этих метрик в окрестности сингулярности представляют собой бесконечно большие потенциальные барьеры:

Таблица 3. Численные значения λ , ρ_{cl} , $1 - \varepsilon_n$

		$n = 1, j = 1/2, l = 0$	$n = 2, j = 1/2, l = 0$	$n = 3, j = 1/2, l = 0$	$n = 2, j = 1/2, l = 1$	$n = 3, j = 1/2, l = 1$
$\alpha_a = 0.5$ $m_\varphi = 0.5$	λ	-0.502	-0.5	-0.5	0.915	0.914
	ρ_{cl}	0.0023	0.0006	0.0003	0.0006	0.0003
	$1 - \varepsilon_n$	$4.57 \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-3}$	$5.43 \cdot 10^{-4}$	$1.27 \cdot 10^{-3}$	$5.63 \cdot 10^{-4}$
$\alpha_a = 0.5$ $m_\varphi = -0.5$	λ	-1.5	-1.5	-1.5	1.23	1.23
	ρ_{cl}	-3.28	-3.66	-3.75	-3.66	-3.75
	$1 - \varepsilon_n$	$5.14 \cdot 10^{-3}$	$1.28 \cdot 10^{-3}$	$5.66 \cdot 10^{-4}$	$1.28 \cdot 10^{-3}$	$5.64 \cdot 10^{-4}$
$\alpha_a = 0.9$ $m_\varphi = 0.5$	λ	-0.1	-0.1	-0.1	0.97	0.97
	ρ_{cl}	-0.716	-0.732	-0.736	-0.73	-0.735
	$1 - \varepsilon_n$	$4.36 \cdot 10^{-3}$	$1.17 \cdot 10^{-3}$	$5.34 \cdot 10^{-4}$	$1.263 \cdot 10^{-3}$	$5.61 \cdot 10^{-4}$
$\alpha_a = 0.9$ $m_\varphi = -0.5$	λ	-1.9	-1.9	-1.9	1.49	1.49
	ρ_{cl}	-6.54	-7.88	-8.27	-7.86	-8.27
	$1 - \varepsilon_n$	$4.9 \cdot 10^{-3}$	$1.25 \cdot 10^{-3}$	$5.56 \cdot 10^{-4}$	$1.28 \cdot 10^{-3}$	$5.65 \cdot 10^{-4}$

Таблица 4. Численные значения λ , ρ_{cl} , $1 - \varepsilon_n$ при $\alpha_{em} = -1$

		$n = 1, j = 1/2, l = 0$	$n = 2, j = 1/2, l = 0$	$n = 3, j = 1/2, l = 0$	$n = 2, j = 1/2, l = 1$	$n = 3, j = 1/2, l = 1$
$\alpha_a = 0.3$ $m_\varphi = 0.5$	λ	-0.785	-0.733	-0.717	0.948	0.939
	ρ_{cl}	0.0611	0.047	0.042	0.044	0.044
	$1 - \varepsilon_n$	0.417	0.168	0.084	0.114	0.063
$\alpha_a = 0.3$ $m_\varphi = -0.5$	λ	-1.2	-1.26	-1.28	1.09	1.11
	ρ_{cl}	-0.122	-0.144	-0.152	-0.148	-0.154
	$1 - \varepsilon_n$	0.515	0.195	0.095	0.14	0.073
$\alpha_a = 0.7$ $m_\varphi = 0.5$	λ	-0.45	-0.364	-0.334	0.955	0.944
	ρ_{cl}	0.0082	-0.04	-0.058	-0.051	-0.062
	$1 - \varepsilon_n$	0.317	0.135	0.071	0.095	0.055
$\alpha_a = 0.7$ $m_\varphi = -0.5$	λ	-1.51	-1.63	-1.66	1.29	1.32
	ρ_{cl}	-0.353	-0.446	-0.482	-0.463	-0.49
	$1 - \varepsilon_n$	0.41	0.164	0.083	0.124	0.066

$$U_{eff}^S|_{\rho \rightarrow 0} = \frac{5}{8\rho^2} + O\left(\frac{1}{\rho}\right),$$

$$U_{eff}^{RN}|_{\rho \rightarrow 0} = \frac{3}{8\rho^2} + O\left(\frac{1}{\rho}\right).$$

В этих случаях сингулярности в начале координат в квантовой механике прикрыты отталкивающими барьерами, и наличие сингулярностей не несет угрозы космической цензуре.

Для голой сингулярности KN ситуация еще проще. Эффективный потенциал поля голой сингулярности KN регулярен в окрестности $\rho = 0$. Точка $\rho = 0$ не является особой точкой в уравнении второго порядка для фермионов. Голая сингулярность KN в квантовомеханическом взаимодействии с фермионами не несет угрозы космической цензуре.

Таблица 5. Численные значения λ , ρ_{cl} , $1 - \varepsilon_n$ при $\alpha_{em} = 0$

		$n = 1, j = 1/2, l = 0$	$n = 2, j = 1/2, l = 0$	$n = 3, j = 1/2, l = 0$	$n = 2, j = 1/2, l = 1$	$n = 3, j = 1/2, l = 1$
$\alpha_a = 0.3$ $m_\varphi = 0.5$	λ	-0.704	-0.701	-0.7	0.93	0.929
	ρ_{cl}	0.096	0.0943	0.094	0.094	0.094
	$1 - \varepsilon_n$	$2.18 \cdot 10^{-2}$	$6.7 \cdot 10^{-3}$	$3.16 \cdot 10^{-3}$	$7.75 \cdot 10^{-3}$	$3.5 \cdot 10^{-3}$
$\alpha_a = 0.3$ $m_\varphi = -0.5$	λ	-1.295	-1.3	-1.3	1.123	1.124
	ρ_{cl}	-0.569	-0.59	-0.595	-0.589	-0.595
	$1 - \varepsilon_n$	$2.38 \cdot 10^{-2}$	$7.07 \cdot 10^{-3}$	$3.28 \cdot 10^{-3}$	$7.94 \cdot 10^{-3}$	$3.55 \cdot 10^{-3}$
$\alpha_a = 0.7$ $m_\varphi = 0.5$	λ	-0.309	-0.303	-0.301	0.93	0.929
	ρ_{cl}	-0.172	-0.183	-0.186	-0.182	-0.185
	$1 - \varepsilon_n$	$2.02 \cdot 10^{-2}$	$6.4 \cdot 10^{-3}$	$3.07 \cdot 10^{-3}$	$7.64 \cdot 10^{-3}$	$3.46 \cdot 10^{-3}$
$\alpha_a = 0.7$ $m_\varphi = -0.5$	λ	-1.69	-1.7	-1.7	1.35	1.353
	ρ_{cl}	-0.185	-0.206	-0.212	-0.204	-0.211
	$1 - \varepsilon_n$	$2.31 \cdot 10^{-2}$	$6.94 \cdot 10^{-3}$	$3.24 \cdot 10^{-3}$	$8.06 \cdot 10^{-3}$	$3.59 \cdot 10^{-3}$

Таблица 6. Численные значения λ , ρ_{cl} , $1 - \varepsilon_n$ при $\alpha_{em} = 0.1$

		$n = 1, j = 1/2, l = 0$	$n = 2, j = 1/2, l = 0$	$n = 3, j = 1/2, l = 0$	$n = 2, j = 1/2, l = 1$	$n = 3, j = 1/2, l = 1$
$\alpha_a = 0.3$ $m_\varphi = 0.5$	λ	-0.702	-0.7	-0.7	0.929	0.928
	ρ_{cl}	0.11	0.109	0.109	0.109	0.109
	$1 - \varepsilon_n$	$8.07 \cdot 10^{-3}$	$2.42 \cdot 10^{-3}$	$1.13 \cdot 10^{-3}$	$2.73 \cdot 10^{-3}$	$1.23 \cdot 10^{-3}$
$\alpha_a = 0.3$ $m_\varphi = -0.5$	λ	-1.3	-1.3	-1.3	1.124	1.125
	ρ_{cl}	-0.869	-0.896	-0.903	-0.895	-0.903
	$1 - \varepsilon_n$	$8.53 \cdot 10^{-3}$	$2.5 \cdot 10^{-3}$	$1.16 \cdot 10^{-3}$	$2.75 \cdot 10^{-3}$	$1.24 \cdot 10^{-3}$
$\alpha_a = 0.7$ $m_\varphi = 0.5$	λ	-0.304	-0.301	-0.3	0.929	0.929
	ρ_{cl}	-0.216	-0.221	-0.223	-0.221	-0.222
	$1 - \varepsilon_n$	$7.73 \cdot 10^{-3}$	$2.36 \cdot 10^{-3}$	$1.11 \cdot 10^{-3}$	$2.71 \cdot 10^{-3}$	$1.23 \cdot 10^{-3}$
$\alpha_a = 0.7$ $m_\varphi = -0.5$	λ	-1.7	-1.7	-1.7	1.353	1.354
	ρ_{cl}	-3.012	-3.335	-3.427	-3.315	-3.42
	$1 - \varepsilon_n$	$8.4 \cdot 10^{-3}$	$2.47 \cdot 10^{-3}$	$1.15 \cdot 10^{-3}$	$2.77 \cdot 10^{-3}$	$1.25 \cdot 10^{-3}$

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе для квантовомеханического описания движения фермионов в классическом поле Керра–Ньюмена представлено самосопряженное уравнение второго порядка с эффективным потенциалом. Вслед за предыдущей работой [39] мы отмечаем, что в эффективном потенциале (79) и в уравнении второго порядка (76) нет каких-либо особенно-

стей, связанных с наличием эргосферы, где $g_{00} \leq 0$ (в (2) равенство

$$g_{00} = 1 - \frac{r_0 r - r_Q^2}{r_K^2} = 0$$

определяет внешнюю и внутреннюю поверхности эргосферы поля KN). Таким образом, квантовая механика уравнения Дирака и уравнения второго по-

рядка не выделяет каким-либо образом присутствие эргосферы с $g_{00} \leq 0$.

В результате рассмотрения решений уравнения второго порядка с эффективными потенциалами в квантовой механике движения фермионов в классическом поле Керра–Ньюмена получены результаты, качественно отличающиеся от результатов, получаемых при использовании уравнения Дирака.

1. При наличии двух горизонтов событий $(\rho_{\pm})_{KN}$ существуют регулярные решения с энергиями

$$\varepsilon = \frac{\alpha_a m_{\varphi} + \alpha_{em}(\rho_{\pm})_{KN}}{\alpha_a^2 + (\rho_{\pm})_{KN}^2}. \quad (173)$$

Эти решения представляют собой вырожденные стационарные связанные состояния заряженных и незаряженных фермионов с квадратично-интегрируемыми волновыми функциями и с областями определения $\rho \in [(\rho_+)_KN, \infty)$, $\rho \in (-\infty, (\rho_-)_KN]$. Волновые функции слабо зависят от j , l и обращаются в нуль на горизонтах событий. Фермионы в связанных состояниях с подавляющей вероятностью локализованы вблизи горизонтов событий. Максимумы плотностей вероятности отстоят от горизонтов событий на расстоянии долей комптоновской длины волны фермионов.

2. В случае экстремальных полей KN выполнение неравенства (87) фактически приводит к отсутствию стационарных связанных состояний фермионов для любых значений констант связи.

3. Для поля голой сингулярности KN ($\alpha^2 < \alpha_Q^2 + \alpha_a^2$) при определенных значениях физических параметров анализ эффективных потенциалов и прямые численные решения уравнения типа Шредингера показали существование стационарных связанных состояний как заряженных, так и незаряженных фермионов.

4. Эффективный потенциал поля голой сингулярности KN регулярен в окрестности $\rho = 0$. Точка $\rho = 0$ не является особой точкой в уравнении второго порядка для фермионов в поле голой сингулярности KN. В результате голая сингулярность KN в квантовомеханическом взаимодействии с фермионами не несет угрозы космической цензуре.

Регулярные решения для вырожденных стационарных связанных состояний фермионов с энергиями ε (173) получены с использованием уравнения второго порядка (76) с эффективным потенциалом (79). Волновая функция уравнения (76) связана с одной из радиальных волновых функций уравнения Дирака неунитарным преобразованием подобия (72). В результате волновые функции уравнения второго порядка для вырожденных стационар-

ных связанных состояний, в отличие от радиальных функций уравнения Дирака, становятся квадратично-интегрируемыми в окрестности горизонтов событий $(\rho_{\pm})_{KN}$.

Самосопряженное уравнение второго порядка (76) может быть получено квадрированием ковариантного уравнения Дирака с переходом от биспинорной к спинорной волновой функции и с проведением соответствующего неунитарного преобразования подобия [46]. Для плоского пространства-времени Минковского ковариантное уравнение второго порядка для фермионов, движущихся во внешних электромагнитных полях, предложено П. Дираком еще в 1920-е гг. [25].

Наше рассмотрение показывает (см. также [27, 28]), что использование уравнения второго порядка расширяет возможности получения регулярных решений квантовой механики движения частиц со спином $1/2$ во внешних гравитационных и электромагнитных полях.

Авторы благодарят А. Л. Новоселову за существенную техническую помощь в подготовке статьи.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Эффективные потенциалы гравитационных и электромагнитных полей в самосопряженных уравнениях второго порядка

1. Поле Керра–Ньюмена.

В соответствии с (68)–(71) можно получить

$$\frac{3}{8} \frac{1}{B_{KN}^2} \left(\frac{dB_{KN}}{d\rho} \right)^2 = \frac{3}{8} \left\{ \frac{f_{KN}}{\omega_{KN} + \sqrt{f_{KN}}} \times \left[-\frac{1}{f_{KN}^2} f'_{KN} \left(\omega_{KN} + \sqrt{f_{KN}} \right) + \frac{1}{f_{KN}} \left(\omega'_{KN} + \frac{f'_{KN}}{2\sqrt{f_{KN}}} \right) \right] \right\}^2, \quad (A.1)$$

$$-\frac{1}{4} \frac{1}{B_{KN}} \frac{d^2 B_{KN}}{d\rho^2} = -\frac{1}{4} \frac{f_{KN}}{\omega_{KN} + \sqrt{f_{KN}}} \times \left[\frac{2}{f_{KN}^3} (f'_{KN})^2 \left(\omega_{KN} + \sqrt{f_{KN}} \right) - \frac{1}{f_{KN}^2} f''_{KN} \times \left(\omega_{KN} + \sqrt{f_{KN}} \right) - \frac{2}{f_{KN}^2} f'_{KN} \left(\omega'_{KN} + \frac{f'_{KN}}{2\sqrt{f_{KN}}} \right) + \frac{1}{f_{KN}} \left(\omega''_{KN} + \frac{f''_{KN}}{2\sqrt{f_{KN}}} - \frac{(f'_{KN})^2}{4f_{KN}^{3/2}} \right) \right], \quad (A.2)$$

$$\frac{1}{4} \frac{d}{d\rho} (A - D) = \frac{\lambda}{2} \left[\frac{1}{2} \frac{f'_{KN}}{\rho f_{KN}^{3/2}} + \frac{1}{\rho^2 f_{KN}^{1/2}} \right], \quad (\text{A.3})$$

$$-\frac{1}{4} \frac{A - D}{B} \frac{dB}{d\rho} = \frac{\lambda}{2\rho f_{KN}^{1/2}} \left(-\frac{f'_{KN}}{f_{KN}} + \frac{1}{\omega_{KN} + \sqrt{f_{KN}}} \left(\omega'_{KN} + \frac{f'_{KN}}{2\sqrt{f_{KN}}} \right) \right), \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{1}{8} (A - D)^2 = \frac{\lambda^2}{2f_{KN}\rho^2}, \quad (\text{A.5})$$

$$\frac{1}{2} BC = -\frac{1}{2f_{KN}^2} (\omega_{KN}^2 - f_{KN}). \quad (\text{A.6})$$

В формулах (A.1)–(A.6)

$$\begin{aligned} f_{KN} &= 1 - \frac{2\alpha}{\rho} + \frac{\alpha_a^2 + \alpha_Q^2}{\rho^2}, \\ f'_{KN} &\equiv \frac{df_{KN}}{d\rho} = \frac{2\alpha}{\rho^2} - \frac{2(\alpha_a^2 + \alpha_Q^2)}{\rho^3}, \\ f''_{KN} &\equiv \frac{d^2 f_{KN}}{d\rho^2} = -\frac{4\alpha}{\rho^3} + \frac{6(\alpha_a^2 + \alpha_Q^2)}{\rho^4}, \\ \omega_{KN} &= \varepsilon \left(1 + \frac{\alpha_a^2}{\rho^2} \right) - \frac{\alpha_a m_\varphi}{\rho^2} - \frac{\alpha_{em}}{\rho}, \\ \omega'_{KN} &\equiv \frac{d\omega_{KN}}{d\rho} = -\frac{2\varepsilon\alpha_a}{\rho^3} + \frac{2\alpha_a m_\varphi}{\rho^3} + \frac{\alpha_{em}}{\rho^2}, \\ \omega''_{KN} &\equiv \frac{d^2\omega_{KN}}{d\rho^2} = \frac{6\varepsilon\alpha_a^2}{\rho^4} - \frac{6\alpha_a m_\varphi}{\rho^4} - \frac{2\alpha_{em}}{\rho^3}. \end{aligned}$$

Сумма выражений $E_{Schr} = (1/2)(\varepsilon^2 - 1)$ и (A.1)–(A.6) приводит к выражению для эффективного потенциала U_{eff}^F (79). Для остальных рассматриваемых в работе электромагнитных и гравитационных полей структура выражений для эффективных потенциалов не изменяется. Изменяются лишь выражения для $f, f', f'', \omega, \omega', \omega''$.

2. Поле Керра ($\alpha_Q = 0, \alpha_{em} = 0$):

$$\begin{aligned} f_K &= 1 - \frac{2\alpha}{\rho} + \frac{\alpha_a^2}{\rho^2}, \quad f'_K = \frac{2\alpha}{\rho^2} - \frac{2\alpha_a^2}{\rho^3}, \\ f''_K &= -\frac{4\alpha}{\rho^3} + \frac{6\alpha_a^2}{\rho^4}, \quad \omega_K = \varepsilon \left(1 + \frac{\alpha_a^2}{\rho^2} \right) - \frac{\alpha_a m_\varphi}{\rho^2}, \\ \omega'_K &= -\frac{2\varepsilon\alpha_a}{\rho^3} + \frac{2\alpha_a m_\varphi}{\rho^3}, \quad \omega''_K = \frac{6\varepsilon\alpha_a^2}{\rho^4} - \frac{6\alpha_a m_\varphi}{\rho^4}. \end{aligned}$$

3. Поле Райсснера–Нордстрёма ($\alpha_a = 0$):

$$f_{RN} = 1 - \frac{2\alpha}{\rho} + \frac{\alpha_Q^2}{\rho^2}, \quad f'_{RN} = \frac{2\alpha}{\rho^2} - \frac{2\alpha_Q^2}{\rho^3},$$

$$\begin{aligned} f''_{RN} &= -\frac{4\alpha}{\rho^3} + \frac{6\alpha_Q^2}{\rho^4}, \quad \omega_{RN} = \varepsilon - \frac{\alpha_{em}}{\rho}, \\ \omega'_RN &= \frac{\alpha_{em}}{\rho^2}, \quad \omega''_{RN} = -\frac{2\alpha_{em}}{\rho^3}, \quad \lambda = \kappa. \end{aligned}$$

4. Поле Шварцшильда ($\alpha_Q = 0, \alpha_{em} = 0, \alpha_a = 0$):

$$\begin{aligned} f_S &= 1 - \frac{2\alpha}{\rho}, \quad f'_S = \frac{2\alpha}{\rho^2}, \quad f''_S = -\frac{4\alpha}{\rho^3}, \\ \omega_S &= \varepsilon, \quad \omega'_S = \omega''_S = 0, \quad \lambda = \kappa. \end{aligned}$$

5. Кулоновское поле (плоское пространство-время, $\alpha = 0, \alpha_Q = 0, \alpha_a = 0$):

$$\begin{aligned} f_C &= 1, \quad f'_C = f''_C = 0, \quad \omega_C = \varepsilon - \frac{\alpha_{em}}{\rho}, \\ \omega'_C &= \frac{\alpha_{em}}{\rho^2}, \quad \omega''_C = -\frac{2\alpha_{em}}{\rho^3}, \quad \lambda = \kappa. \end{aligned}$$

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Chandrasekhar, Proc. Roy. Soc. A **349**, 571 (1976).
2. S. Chandrasekhar, Proc. Roy. Soc. A **350**, 565 (1976).
3. D. Page, Phys. Rev. D **14**, 1509 (1976).
4. N. Toop, Preprint DAMTP, Cambridge Univ., Cambridge (1976).
5. R. P. Kerr, Phys. Rev. Lett. **11**, 237 (1963).
6. E. T. Newman, E. Couch, K. Chinnapared, A. Exton, A. Prakash, and R. Torrence, J. Math. Phys. **6**, 918 (1965).
7. E. G. Kalnins and W. Miller, J. Math. Phys. **33**, 286 (1992).
8. F. Belgiorno and M. Martellini, Phys. Lett. B **453**, 17 (1999).
9. F. Finster, N. Kamran, J. Smoller, and S.-T. Yau, Comm. Pure Appl. Math. **53**, 902 (2000).
10. F. Finster, N. Kamran, J. Smoller, and S.-T. Yau, Comm. Pure Appl. Math. **53**, 1201 (2000).
11. F. Finster, N. Kamran, J. Smoller, and S.-T. Yau, Comm. Math. Phys. **230**, 201 (2002).
12. F. Finster, N. Kamran, J. Smoller, and S.-T. Yau, Adv. Theor. Math. Phys. **7**, 25 (2003).
13. D. Batic, H. Schmid, and M. Winklmeier, J. Math. Phys. **46**, 012504 (2005).
14. D. Batic and H. Schmid, Progr. Theor. Phys. **116**, 517 (2006).

15. M. Winklmeier and O. Yamada, J. Math. Phys. **47**, 102503 (2006).
16. D. Batic and H. Schmid, Revista Colomb. Mat. **42**, 183 (2008).
17. M. Winklmeier and O. Yamada, J. Phys. A **42**, 295204 (2009).
18. F. Belgiorno and S. L. Cacciatori, J. Math. Phys. **51**, 033517 (2010).
19. C. L. Pekeris, Phys. Rev. A **35**, 14 (1987).
20. C. L. Pekeris and K. Frankowski, Phys. Rev. A **39**, 518 (1989).
21. M. K.-H. Klissling and A. S. Tahvildar-Zadeh, J. Math. Phys. **56**, 042303 (2015).
22. A. S. Tahvildar-Zadeh, J. Math. Phys. **56**, 042501 (2015).
23. D. M. Zipoy, J. Math. Phys. **7**, 1137 (1966).
24. B. Carter, Phys. Rev. **174**, 1559 (1968).
25. P. A. M. Dirac, *The Principles of Quantum Mechanics*, Clarendon Press, Oxford (1958).
26. Я. Б. Зельдович, В. С. Попов, УФН **105**, 403 (1971) [Ya. B. Zeldovich and V. S. Popov, Sov. Phys. Usp. **14**, 673 (1972)].
27. В. П. Незнамов, И. И. Сафонов, ЖЭТФ **154**, (2018).
28. В. П. Незнамов, И. И. Сафонов, В. Е. Шемарулин, ЖЭТФ **154**, (2018).
29. G. T. Horowitz and D. Marolf, Phys. Rev. D **52**, 5670 (1995).
30. H. Pruefer, Math. Ann. **95**, 499 (1926).
31. I. Ulehla and M. Havlíček, Appl. Math. **25**, 358 (1980).
32. I. Ulehla, M. Havlíček, and J. Hořejší, Phys. Lett. A **82**, 64 (1981).
33. I. Ulehla, Rutherford Laboratory preprint RL-82-095 (1982).
34. R. H. Boyer and R. W. Lindquist, J. Math. Phys. **8**, 265 (1967).
35. L. Parker, Phys. Rev. D **22**, 1922 (1980).
36. M. V. Gorbatenko and V. P. Neznamov, Phys. Rev. D **82**, 104056 (2010); arXiv:1007.4631 [gr-qc].
37. M. V. Gorbatenko and V. P. Neznamov, Phys. Rev. D **83**, 105002 (2011); arXiv:1102.4067 [gr-qc].
38. M. V. Gorbatenko and V. P. Neznamov, J. Mod. Phys. **6**, 303 (2015); arXiv:1107.0844 [gr-qc].
39. V. P. Neznamov and V. E. Shemarulin, Grav. Cosmol. **24**, 129 (2018), DOI:10.1134/S0202289318020111.
40. M. V. Gorbatenko and V. P. Neznamov, Ann. Phys. (Berlin) **526**, 491 (2014), DOI:10.1002/andp.201400035.
41. I. M. Ternov, A. B. Gaina, and G. A. Chizhov, Sov. Phys. J. **23**, 695 (1980).
42. S. Dolan and J. Gair, Class. Quant. Grav. **26**, 175020 (2009).
43. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика. Нерелятивистская теория*, Физматлит, Москва (1963) [L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Quantum Mechanics. Nonrelativistic Theory*, Pergamon Press, Oxford (1965)].
44. M. V. Gorbatenko, V. P. Neznamov, and E. Yu. Popov, Grav. Cosmol. **23**, 245 (2017), DOI:10.1134/S0202289317030057; arXiv:1511.05058 [gr-qc].
45. В. И. Докучаев, Ю. Н. Ерошенко, ЖЭТФ **144**, 85 (2013).
46. В. П. Незнамов, ВАНТ, сер. Теор. и прикладн. физика, вып. 3, 43 (2017).
47. L. L. Foldy and S. A. Wouthuysen, Phys. Rev. **78**, 29 (1950).
48. В. П. Незнамов, ЭЧАЯ **37**(1), 152 (2006) [Part. Nucl. **37**(1), 86 (2006)].
49. V. P. Neznamov and A. J. Silenko, J. Math. Phys. **50**, 122302 (2009).
50. J. Dittrich and P. Exner, J. Math. Phys. **26**, 2000 (1985).
51. H. Schmid, Mathematische Nachrichten **274–275**(1), 117 (2004); arXiv:math-ph/0207039v2.
52. V. P. Neznamov and I. I. Safronov, Int. J. Mod. Phys. D **25**, 1650091 (2016); DOI:10.1142/S0218271816500917.
53. E. Hairer and G. Wanner, *Solving Ordinary Differential Equations II. Stiff and Differential-Algebraic Problems*, Springer-Verlag (1991), (1996); Э. Хайер, Г. Ваннер, *Решение обыкновенных дифференциальных уравнений*, Мир, Москва (1999).
54. R. Penrose, Rivista del Nuovo Cimento, Serie I, **1**, Numero Speciale: 252 (1969).

55. K. S. Virbhadra, D. Narasimba, and S. M. Chitre, *Astron. Astrophys.* **337**, 1 (1998).

56. K. S. Virbhadra and G. F. R. Ellis, *Phys. Rev. D* **65**, 103004 (2002).

57. K. S. Virbhadra and C. R. Keeton, *Phys. Rev. D* **77**, 124014 (2008).

58. D. Dey, K. Bhattacharya, and N. Sarkar, *Phys. Rev. D* **88**, 083532 (2013).

59. P. S. Joshi, D. Malafaxina, and R. Narayan, *Class. Quant. Grav.* **31**, 015002 (2014).

60. A. Goel, R. Maity, P. Roy, and T. Sarkar, *Phys. Rev. D* **91**, 104029 (2015); arXiv:1504.01302 [gr-qc].