ISSN 2708-1257

OpenSciLab.org
Наукова платформа
Open Science Laboratory

Учасники конференції

Deák József
Kovalchuk Vyacheslav
Kozlov Igor
Lintsov A.E.
Machkov Andrey
Mikhelson V.M.
Myronchenko Svitlana
Shevelev S.E.
Soliev A.K.
Абасова М.М.
Андрианова Е.В.
Атиева Г.З.
Ахмадуллин У.З.
Ахмадуллина Х.М.
Ахмедьянова А.А.
Бабійчук І.В.
Бондаревич С.М.
Василенко П.В.
Васильев Э.Е.
Васильчук Д.П.
Васюкова А.Т.
Величко А.А.
Гайдай Г.Ю.
Голубева Е.В.
Гостєва Т.Л.
Дехтярьов Є.В.
Домрачева Е.А.
Евстафьева В.С.
Жила Т.М.
Зайцева М.Г.
Заяць В.В.
Каніщев Г.Ю.
Коваленко Ю.В.
Кондрашова Н.В.
Косенко Н.О.
Котляр Л.І.
Кравалис Е.В.
Кривошапка Е.А.
Кривцов А.Г.
Крот О.П.
Лебедєва О.С.
Левашова Ю.С.
Линцов А.Е.
Лучкевич В.В.
Любимова К.В.
Любицька К.І.
Лінник Г.Б.
Макаренко В.А.
Малецька І.В.
Малик В.М.
Мальцева Е.С.
Мардзявко В.А.
Мельник А.О.
Мельник О.А.
Михалкин А.П.
Михалкин К.П.
Михалкина М.В.
Морачковська І.О.
Моторкін М.Ю.
Мощенко Ю.Г.
Міхєєв І.А.
Нухова А.А.
Онофрієнко Н.О.
Папазян А.В.
Пахмурний В.А.
Перун С.В.
Петрухин Г.М.
Подоляк З.Р.
Пономарев А.С.
Пудовкіна Л.Ф.
Родюк Т.М.
Руденко Т.С.
Серый А.И.
Сидоренко О.А.
Сиренко Ю.В.
Стадольник А.Ю.
Струк І.В.
Сулік Ю.М.
Ткачук Н.О.
Товстокоренко О.Ю.
Третьяк М.М.
Трикаш В.В.
Тімошина Л.В.
Фёдорова Д.Н.
Хіцова К.В.
Чебан О.М.
Шабазова Г.С.
Шевелев С.Э.
Шевченко Р.П.
Шемет А.А.
Шестакова М.С.
Яблоков А.Е.
Ялунин Н.В.

СУЧАСНІ ВИКЛИКИ І АКТУАЛЬНІ ПРОБЛЕМИ НАУКИ, ОСВІТИ ТА ВИРОБНИЦТВА: МІЖГАЛУЗЕВІ ДИСПУТИ

Матеріали
XXI Міжнародної науково-практичної інтернет-конференції
(м. Київ, 22 жовтня 2021 р.)

КИЇВ 2021

ISSN 2708-1257

Наукова платформа

Open Science Laboratory

СУЧАСНІ ВИКЛИКИ І АКТУАЛЬНІ ПРОБЛЕМИ НАУКИ, ОСВІТИ ТА ВИРОБНИЦТВА: МІЖГАЛУЗЕВІ ДИСПУТИ

Матеріали
XXI Міжнародної науково-практичної інтернет-конференції
(м. Київ, 22 жовтня 2021 року)

Самостійне електронне текстове
наукове періодичне видання комбінованого використання

\

КИЇВ 2021

УДК 00/9
ББК 1
С-916
ISSN 2708-1257

Сучасні виклики і актуальні проблеми науки, освіти та виробництва: міжгалузеві диспути [зб. наук. пр.]: матеріали XXI міжнародної науково-практичної інтернет-конференції (м. Київ, 22 жовтня 2021 р.). Київ, 2021. 420 с.

Збірник містить матеріали (тези доповідей) XXI міжнародної науково-практичної інтернет-конференції «Сучасні виклики і актуальні проблеми науки, освіти та виробництва: міжгалузеві диспути», у яких висвітлено актуальні питання сучасної науки, освіти та виробництва.

Видання призначене для науковців, викладачів, аспірантів, студентів та практикуючих спеціалістів різних напрямів.

XXI Міжнародна науково-практична інтернет-конференція
«Сучасні виклики і актуальні проблеми науки, освіти та виробництва»
(м. Київ, 22 жовтня 2021 р.)

Адреса оргкомітету та редакційної колегії:
м. Київ, Україна
E-mail: conference@openscilab.org
www.openscilab.org

Наукові праці згруповані за напрямками роботи конференції та наведені в алфавітному порядку.

Для зручності, беручи до уваги, що видання є електронним, нумерація та загальна кількість сторінок наведені з врахуванням обкладинки.

Збірник на постійній сторінці конференції: https://openscilab.org/?p=5368

Матеріали (тези доповідей) друкуються в авторській редакції. Відповідальність за якість та зміст публікацій несе автор.

ЗМІСТ

** зміст інтерактивний*
(натиснення на назву призводить до переходу на відповідну сторінку)

ВЫВОД ФОРМУЛЫ ДЛЯ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ СИНГЛЕТНОГО СОСТОЯНИЯ ДЕЙТРОНА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ В МОДЕЛИ ПАРАБОЛИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА

Серый Алексей Игоревич
к.ф.-м.н., доцент, доцент кафедры общей и теоретической физики физико-математического факультета Учреждения образования «Брестский государственный университет имени А.С. Пушкина»

Несмотря на то, что в синглетном состоянии, как и в триплетном, существует притяжение между протоном и нейтроном, глубина потенциальной ямы мала для образования связанного состояния [1, с. 12, 21], поэтому в этом случае у дейтрона существует только виртуальный уровень с энергией $\varepsilon \approx 70$ кэВ [1, с. 16]. Он мог бы превратиться в реальный, если бы потенциальная яма в синглетном состоянии была немного глубже, но на сегодняшний день способы повышения интенсивности ядерных сил между двумя нуклонами за счет внешнего воздействия неизвестны.

В качестве альтернативного варианта увеличения глубины потенциальной ямы можно рассмотреть воздействие внешним магнитным полем. Ю.А. Бычков в 1960 г. показал, что достаточно интенсивное внешнее магнитное поле может привести к появлению связанного состояния при сколь угодно мелкой яме [2, с. 557]. В [3, с. 322–331], в частности, было показано, что в модели параболического потенциала связанное состояние у синглетного дейтрона возникает при магнитных полях с индукцией $B > 2{,}81 \cdot 10^{18}$ Гс, а разработанный Ю.А. Бычковым приближенный алгоритм вычисления энергии связанного состояния можно применять при $B \gg 5{,}18 \cdot 10^{18}$ Гс. Полученные результаты опирались на известное точное аналитическое решение задачи для гармонического осциллятора в постоянном однородном магнитном поле [4, с. 179], причем потенциал был выбран в виде

$$U(r) = \begin{Bmatrix} -U_0(1 - r^2/R^2), r \leq R, \\ 0, r > R \end{Bmatrix}, \tag{1}$$

Аналогичный по своей структуре потенциал был выбран в [5, с. 87–94] для описания основного состояния дейтрона. При этом в [3, с. 325] для потенциала, описывающего синглетное состояние, были получены значения параметров $R = R_s \approx 2{,}36 \cdot 10^{-13}$ см, $U_0 = U_{0s} \approx 35{,}73$ МэВ, а в [5, с. 89] для потенциала, описывающего основное состояние, были получены возможные пары значений: а) $R = R_t^{(1)} \approx 4{,}06 \cdot 10^{-13}$ см, $U_0 = U_{0t}^{(1)} \approx 26{,}9$ МэВ; б) $R = R_t^{(2)} \approx 4{,}63 \cdot 10^{-13}$ см, $U_0 = U_{0t}^{(2)} \approx 21{,}6$ МэВ. Отсюда видно, что выполняются соотношения

$$R_s < R_t^{(1)}, R_s < R_t^{(2)}. \tag{2}$$

В [5, с. 93] было показано, что при таких параметрах уровень энергии основного состояния дейтрона при любом значении индукции магнитного поля находится ниже уровня энергии связанного синглетного состояния. Это позволяет перейти к оценке времени жизни связанного синглетного состояния дейтрона в магнитном поле. Время жизни связанного синглетного состояния может быть найдено в соответствии с общей формулой [6, с. 239]

$$\tau = \frac{1}{w}, \tag{3}$$

где w – вероятность соответствующего радиационного перехода в единицу времени. В дипольном приближении ее можно найти по формуле [2, с. 237]

$$w = \frac{4\omega^3}{3\hbar c^3}\left|M_{fi}\right|^2. \tag{4}$$

При этом M_{fi} – матричный элемент искомого перехода, а ω – частота излучения фотона, которая находится из соотношения

$$\omega = \frac{E_i - E_f}{\hbar}, \tag{5}$$

где E_i и E_f – энергия начального и конечного состояний, соответственно. В нашем случае начальное состояние – синглетное, когда магнитный момент равен нулю, поскольку равен нулю спин, а конечное состояние – основное состояние дейтрона, в котором магнитный момент μ_d отличен от нуля.

$$E_i = -|\varepsilon_s(B)|,\ E_f = -|\varepsilon_t(B)| - \mu_d B, \tag{6}$$

$$\mu_d = \frac{|e|\hbar}{2m_p c}\sigma_d, \tag{7}$$

где m_p – масса протона, σ_d = 0,8574 [1, с. 9], B – индукция внешнего магнитного поля, e – элементарный заряд, ħ – постоянная Планка, c – скорость света в вакууме. Выражения для $\varepsilon_s(B)$ и $\varepsilon_t(B)$ имеют вид [3, с. 328; 5, с. 92]:

$$-|\varepsilon_s(B)| = \frac{\hbar}{2}\left(\sqrt{\left(\frac{Be}{M_{np}^* c}\right)^2 + \frac{8U_{0s}}{M_{np}^* R_s^2}} + \sqrt{\frac{2U_{0s}}{M_{np}^*}}\cdot\frac{1}{R_s} - \frac{Be}{M_{np}^* c}\right) - U_{0s}, \tag{8}$$

$$-\left|\varepsilon_t^{(m)}(B)\right| = \frac{\hbar}{2}\left(\sqrt{\left(\frac{Be}{M_{np}^* c}\right)^2 + \frac{8U_{0t}^{(m)}}{M_{np}^* R_t^{(m)2}}} + \sqrt{\frac{2U_{0t}^{(m)}}{M_{np}^*}}\cdot\frac{1}{R_t^{(m)}} - \frac{Be}{M_{np}^* c}\right) - U_{0t}^{(m)},\ m = 1,2. \tag{9}$$

При этом M_{np}^* – приведенная масса протона и нейтрона.

Выражение для матричного элемента M_{fi} в (4) составим в соответствии со структурой матричного элемента μ_{fi} фотомагнитного расщепления дейтрона (в соответствии с принципом детального равновесия) [7, с. 396–398]:

$$M_{fi} = \mu_{fi} = \frac{|e|\hbar}{2m_p c}\sigma_d \int \Psi_f^* \ \Psi_i dV = \mu_d \int \Psi_f^* \ \Psi_i dV. \qquad (10)$$

где Ψ_i – волновая функция начального состояния (в нашем случае – синглетного), Ψ_f – волновая функция конечного состояния (в нашем случае – основного).

Поскольку наличие квантующего магнитного поля придает задаче цилиндрическую симметрию, интеграл в (10) следует переписать в цилиндрических координатах, когда

$$dV = 2\pi\rho d\rho dz. \qquad (11)$$

Кроме того, в синглетном и основном состояниях волновые функции должны различаться во внутренней и внешней областях потенциала (1). Внутренние области Ω_{s1} и $\Omega_{t1}^{(m)}$ $(m = 1,2)$ соответствуют условиям

$$\Omega_{s1}: \rho^2 + z^2 \le R_s^2, \qquad (12)$$

$$\Omega_{t1}^{(m)}: \rho^2 + z^2 \le R_t^{(m)2}, m = 1,2. \qquad (13)$$

Внешние области Ω_{s2} и $\Omega_{t2}^{(m)}$ $(m = 1,2)$ соответствуют условиям

$$\Omega_{s2}: R_s^2 < \rho^2 + z^2 < +\infty, \qquad (14)$$

$$\Omega_{t2}^{(m)}: R_t^{(m)2} < \rho^2 + z^2 < +\infty, m = 1,2. \qquad (15)$$

Тогда, учитывая (2) и (11), можно переписать (10) в следующем виде:

$$M_{fi}^{(m)} = 2\pi\mu_d \left(I_1^{(m)} + I_2^{(m)} + I_3^{(m)}\right), m = 1{,}2, \quad (16)$$

$$I_1^{(m)} = \int_{\Omega_1} \Psi_{t1}^{(m)*} \Psi_{s1} \rho d\rho dz, m = 1{,}2, \quad (17)$$

$$I_2^{(m)} = \int_{\Omega_2} \Psi_{t1}^{(m)*} \Psi_{s2} \rho d\rho dz, m = 1{,}2, \quad (18)$$

$$I_3^{(m)} = \int_{\Omega_3} \Psi_{t2}^{(m)*} \Psi_{s2} \rho d\rho dz, m = 1{,}2, \quad (19)$$

$$\Omega_1 = \Omega_{s1}, \Omega_3 = \Omega_{t2}^{(m)}, \quad (20)$$

$$\Omega_2: R_s^2 < \rho^2 + z^2 \le R_t^{(m)2}, \Omega_2 = \Omega_{t1}^{(m)} \backslash \Omega_{s1} = \Omega_{s2} \backslash \Omega_{t2}^{(m)}, m = 1{,}2. \quad (21)$$

Приближенное выражение для волновой функции Ψ_{s1} (синглетной во внутренней области потенциала (1)), согласно [8, с. 342–346], имеет вид:

$$\Psi_{s1}(\rho, z) = C_{1s} exp\left(-\frac{z^2}{2\hbar R_s} \cdot \sqrt{2M_{np}^* U_{0s}}\right) exp\left(-\frac{M_{np}^*}{4\hbar} \sqrt{\left(\frac{Be}{M_{np}^* c}\right)^2 + \frac{8U_{0s}}{M_{np}^* R_s^2}} \rho^2\right). \quad (22)$$

Приближенное выражение для волновой функции Ψ_{s2} (синглетной во внешней области по отношению к потенциалу (1)) имеет вид [8, с. 342–346]:

$$\Psi_{s2}(\rho, z) = C_{2s} exp\left(-\frac{1}{\hbar}\sqrt{2M_{np}^* |\varepsilon_s(B)|}|z|\right) exp\left(-\frac{Be}{4\hbar c}\rho^2\right). \quad (23)$$

При этом коэффициенты C_{1s} и C_{2s} равны

$$C_{1s} = \frac{A_{1s}}{\sqrt{A_{2s} + A_{3s} A_{1s}^2}}, \quad (24)$$

$$C_{2s} = \frac{1}{\sqrt{A_{2s} + A_{3s} A_{1s}^2}}, \tag{25}$$

где

$$A_{1s} = \left(1 + \frac{8U_{0s} M_{np}^* c^2}{(BeR_s)^2}\right)^{1/6} \left(\frac{U_{0s}}{|\varepsilon_s(B)|}\right)^{1/6} \times$$

$$\times exp\left(-\frac{1}{3} + \left(\frac{Be}{4c} - \frac{M_{np}^*}{4} f_{2s}\right)\frac{2R_s^2}{3\hbar} + \frac{R_s}{6\hbar}\sqrt{2M_{np}^*}\left(3\sqrt{|\varepsilon_s(B)|} - \sqrt{U_{0s}}\right)\right), \tag{26}$$

$$A_{2s} = \frac{\sqrt{2}\pi}{\sqrt{M_{np}^* |\varepsilon_s(B)|}} \cdot \frac{\hbar^2 c}{Be}\left(1 + f_{1s} - exp\left(-\frac{BeR_s^2}{2c\hbar}\right)\left(f_{1s} + \sum_{j=1}^{\infty} g_{sj}\right)\right), \tag{27}$$

$$A_{3s} = \frac{4\pi\hbar}{f_{2s} M_{np}^*} \times$$

$$\times \left(\frac{\sqrt{\pi}\hbar R_s}{\left(2U_{0s}M_{np}^*\right)^{1/4}} \Phi\left(\sqrt{\frac{2R_s}{\hbar}\sqrt{2U_{0s}M_{np}^*}}\right) - exp\left(-\frac{R_s^2 M_{np}^*}{2\hbar} f_{2s}\right)\sum_{j=0}^{\infty} h_{sj}\right), \tag{28}$$

$$f_{1s} = exp\left(-\frac{2R_s}{\hbar}\sqrt{2M_{np}^* |\varepsilon_s(B)|}\right), \tag{29}$$

$$f_{2s} = \sqrt{\left(\frac{Be}{M_{np}^* c}\right)^2 + \frac{8U_{0s}}{M_{np}^* R_s^2}}, \tag{30}$$

$$g_{sj} = \left(\frac{Be}{c\hbar}\right)^j (2j-1)!! \frac{\hbar^{2j}}{\left(2\sqrt{2M_{np}^* |\varepsilon_s(B)|}\right)^{2j}} \times$$

$$\times \left(f_{1s} + (1 + f_{1s}) \sum_{k=1}^{2j} \frac{1}{k!} \left(\frac{2R_s\sqrt{2M_{np}^* |\varepsilon_s(B)|}}{\hbar}\right)^k\right), \tag{31}$$

$$h_{sj} = \frac{1}{j!(2j+1)} R_s^{2j+1} \left(\frac{M_{np}^*}{2\hbar} f_{2s} - \frac{\sqrt{2M_{np}^* U_{0s}}}{\hbar R_s}\right)^j, \tag{32}$$

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x exp(-t^2/2) dt. \tag{33}$$

По аналогии с (22)–(33) можно построить волновые функции основного состояния дейтрона. Тогда приближенное выражение для волновых функций

$\Psi_{t1}^{(m)}$ (основного состояния во внутренней области потенциала (1)) принимает вид

$$\Psi_{t1}^{(m)}(\rho,z) = C_{1t}^{(m)} exp\left(-\frac{z^2}{2\hbar R_t^{(m)}}\cdot\sqrt{2M_{np}^*U_{0t}^{(m)}}\right)\times$$
$$\times\, exp\left(-\frac{M_{np}^*}{4\hbar}\sqrt{\left(\frac{Be}{M_{np}^*c}\right)^2+\frac{8U_{0t}^{(m)}}{M_{np}^*R_t^{(m)2}}}\rho^2\right). \quad (34)$$

При этом в (34) и дальнейших формулах считается, что соглашение о суммировании не распространяется на повторяющиеся индексы m, которые, как и в (34), принимают значения 1 или 2 в зависимости от выбранного набора параметров потенциала (1) для основного состояния.

Приближенное выражение для волновой функции $\Psi_{t2}^{(m)}$ (основного состояния во внешней области по отношению к потенциалу (1)) принимает вид

$$\Psi_{t2}^{(m)}(\rho,z) = C_{2t}^{(m)} exp\left(-\frac{1}{\hbar}\sqrt{2M_{np}^*\left|\varepsilon_t^{(m)}(B)\right|}\,|z|\right) exp\left(-\frac{Be}{4\hbar c}\rho^2\right), m=1,2. \quad (35)$$

При этом коэффициенты $C_{1t}^{(m)}$ и $C_{2t}^{(m)}$ равны

$$C_{1t}^{(m)} = \frac{A_{1t}^{(m)}}{\sqrt{A_{2t}^{(m)}+A_{3t}^{(m)}A_{1t}^{(m)2}}}, \quad (36)$$

$$C_{2t}^{(m)} = \frac{1}{\sqrt{A_{2t}^{(m)}+A_{3t}^{(m)}A_{1t}^{(m)2}}}, \quad (37)$$

где

$$A_{1t}^{(m)} = \left(1+\frac{8U_{0t}^{(m)}M_{np}^*c^2}{\left(BeR_t^{(m)}\right)^2}\right)^{1/6}\left(\frac{U_{0t}^{(m)}}{\left|\varepsilon_t^{(m)}(B)\right|}\right)^{1/6}\times$$

$$\times exp\left(-\frac{1}{3}+\left(\frac{Be}{4c}-\frac{M_{np}^{*}}{4}f_{2t}^{(m)}\right)\frac{2R_{t}^{(m)2}}{3\hbar}+\right.$$

$$\left.+\frac{R_t^{(m)}}{6\hbar}\sqrt{2M_{np}^{*}}\left(3\sqrt{\left|\varepsilon_t^{(m)}(B)\right|}-\sqrt{U_{0t}^{(m)}}\right)\right), \quad (38)$$

$$A_{2t}^{(m)}=\frac{\sqrt{2}\pi}{\sqrt{M_{np}^{*}\left|\varepsilon_t^{(m)}(B)\right|}}\cdot\frac{\hbar^2 c}{Be}\left(1+f_{1t}^{(m)}-exp\left(-\frac{BeR_t^{(m)2}}{2c\hbar}\right)\left(f_{1t}^{(m)}+\sum_{j=1}^{\infty}g_{tj}^{(m)}\right)\right), \quad (39)$$

$$A_{3t}^{(m)}=\frac{4\pi\hbar}{f_{2t}^{(m)}M_{np}^{*}}\left(\frac{\sqrt{\pi\hbar R_t^{(m)}}}{\left(2U_{0t}^{(m)}M_{np}^{*}\right)^{1/4}}\Phi\left(\sqrt{\frac{2R_t^{(m)}}{\hbar}\sqrt{2U_{0t}^{(m)}M_{np}^{*}}}\right)-\right.$$

$$\left.-exp\left(-\frac{R_t^{(m)2}M_{np}^{*}}{2\hbar}f_{2t}^{(m)}\right)\sum_{j=0}^{\infty}h_{tj}^{(m)}\right), \quad (40)$$

$$f_{1t}^{(m)}=exp\left(-\frac{2R_t^{(m)}}{\hbar}\sqrt{2M_{np}^{*}\left|\varepsilon_t^{(m)}(B)\right|}\right), \quad (41)$$

$$f_{2t}^{(m)}=\sqrt{\left(\frac{Be}{M_{np}^{*}c}\right)^2+\frac{8U_{0t}^{(m)}}{M_{np}^{*}R_t^{(m)2}}}, \quad (42)$$

$$g_{tj}^{(m)}=\left(\frac{Be}{c\hbar}\right)^j(2j-1)!!\frac{\hbar^{2j}}{\left(2\sqrt{2M_{np}^{*}\left|\varepsilon_t^{(m)}(B)\right|}\right)^{2j}}\times$$

$$\times\left(f_{1t}^{(m)}+\left(1+f_{1t}^{(m)}\right)\sum_{k=1}^{2j}\frac{1}{k!}\left(\frac{2R_t^{(m)}\sqrt{2M_{np}^{*}\left|\varepsilon_t^{(m)}(B)\right|}}{\hbar}\right)^k\right), \quad (43)$$

$$h_{tj}^{(m)}=\frac{1}{j!(2j+1)}\left(R_t^{(m)}\right)^{2j+1}\left(\frac{M_{np}^{*}}{2\hbar}f_{2t}^{(m)}-\frac{\sqrt{2M_{np}^{*}U_{0t}^{(m)}}}{\hbar R_t^{(m)}}\right)^j. \quad (44)$$

С учетом всех подстановок формулу (3) для времени жизни можно переписать в виде

$$\frac{3\hbar^4 c^3}{\tau_{(m)}} = 16\pi^2\mu_d^2\left(U_{0t}^{(m)} - \frac{\hbar}{2}\left(f_{2t}^{(m)} + \sqrt{\frac{2U_{0t}^{(m)}}{M_{np}^*}\cdot\frac{1}{R_t^{(m)}} - \frac{Be}{M_{np}^* c}}\right) + \mu_d B + + \frac{\hbar}{2}\left(f_{2s} + \sqrt{\frac{2U_{0s}}{M_{np}^*}\cdot\frac{1}{R_s} - \frac{Be}{M_{np}^* c}}\right) - U_{0s}\right)^3 \left|I_1^{(m)} + I_2^{(m)} + I_3^{(m)}\right|^2. \qquad (45)$$

Дальнейшие действия связаны с преобразованием и численным нахождением интегралов $I_1^{(m)}$, $I_2^{(m)}$ и $I_3^{(m)}$ с последующим вычислением $\tau_{(m)}$ в соответствии с (45).

Список использованных источников

1. Ситенко, А. Г. Лекции по теории ядра / А. Г. Ситенко, В. К. Тартаковский – М. : Атомиздат, 1972. – 351 с.

2. Ландау, Л. Д. Теоретическая физика: учеб. пособие для вузов: в 10 т. / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – 5-е изд. – М. : ФИЗМАТЛИТ, 2001. – Т. III : Квантовая механика (нерелятивистская теория). – 808 с.

3. Серый, А.И. О синглетном состоянии системы «нейтрон-протон» с параболическим потенциалом в магнитном поле / А.И. Серый // Сучасні виклики і актуальні проблеми науки, освіти та виробництва: міжгалузеві диспути [зб. наук. пр.]: матеріали XIII міжнародної науково-практичної інтернет-конференції (м. Київ, 26 лютого 2021 р.). – Київ, 2021. – 367 с. – С. 322–331.

4. Галицкий, В. М. Задачи по квантовой механике: учеб. пособие : в 2 ч. / В. М. Галицкий, Б. М. Карнаков, В. И. Коган. – 3-е изд., испр. и доп. – М. : Едиториал УРСС, 2001. – Ч. 1. – 304 с.

5. Серый, А.И. О зависимости энергии связи дейтрона от индукции внешнего магнитного поля в модели параболического потенциала / А.И. Серый // Сучасні виклики і актуальні проблеми науки, освіти та виробництва: міжгалузеві диспути

[зб. наук. пр.]: матеріали XX міжнародної науково-практичної інтернет-конференції (м. Київ, 24 вересня 2021 р.). – Київ, 2021. – 144 с. – С. 87–94.

6. Галицкий, В. М. Задачи по квантовой механике: учеб. пособие : в 2 ч. / В. М. Галицкий, Б. М. Карнаков, В.И. Коган. – 3-е изд., испр. и доп. – М. : Едиториал УРСС, 2001. – Ч. 2. – 304 с.

7. Маляров, В.В. Основы теории атомного ядра / В.В. Маляров. – М. : Физматгиз, 1959. – 471 с.

8. Серый, А.И. О волновой функции синглетного состояния дейтрона в магнитном поле в модели параболического потенциала / А.И. Серый // Сучасні виклики і актуальні проблеми науки, освіти та виробництва: міжгалузеві диспути [зб. наук. пр.]: матеріали XV міжнародної науково-практичної інтернет-конференції (м. Київ, 29 квітня 2021 р.). – Київ, 2021. – 426 с. – С. 340–347.