

Естественное объяснение недавних результатов исследования $e^+e^- \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$

А. И. Мильштейн^{†*1)}, С. Г. Сальников^{†*1)}

[†]Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

^{*}Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 16 мая 2023 г.

После переработки 16 мая 2023 г.

Принята к публикации 18 мая 2023 г.

Мы показали, что недавние экспериментальные результаты исследования процесса $e^+e^- \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ вблизи порога могут быть прекрасно объяснены взаимодействием Λ и $\bar{\Lambda}$ в конечном состоянии. Быстрый рост сечения вблизи порога реакции связан с существованием слабосвязанного состояния или виртуального уровня в соответствующем потенциале. Приведена простая аналитическая формула, которая очень хорошо описывает экспериментальные данные.

DOI: 10.31857/S1234567823120054, EDN: evdxcg

В последнее время появились новые экспериментальные результаты изучения процесса аннигиляции $e^+e^- \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ вблизи порога [1]. Они согласуются с результатами предыдущих работ [2–4], но имеют гораздо более высокую точность. В экспериментах наблюдается сильная энергетическая зависимость сечения вблизи порога. Аналогичный эффект проявляется в процессах $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$ [5–12], $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ [13–15], $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c\bar{\Lambda}_c$ [16, 17], $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$ [18], и других. Во всех случаях формы околопороговых резонансов существенно отличаются от стандартной параметризации Брейта–Вигнера. Происхождение этого явления естественно объясняется сильным взаимодействием рожденных частицы, вблизи порога (так называемое взаимодействие в конечном состоянии). Поскольку типичное значение соответствующего потенциала достаточно велико (сотни МэВ), то возможно существование или слабосвязанного состояния, или виртуального уровня. В последнем случае небольшое углубление потенциала приводит к возникновению слабосвязанного состояния. В обоих случаях значение волновой функции (или ее производной) внутри потенциальной ямы значительно превышает значение волновой функции в отсутствие взаимодействия в конечном состоянии. В результате энергетическая зависимость волновой функции внутри потенциальной ямы является очень сильной. Так как кварки в e^+e^- аннигиляции рождаются на малых расстояниях $\sim 1/\sqrt{s}$, сильная энергетическая зависимость сечения вблизи порога определяется исключительно энергетической

зависимостью волновой функции рожденной пары адронов на малых расстояниях. Такой естественный подход позволяет хорошо описать энергетическую зависимость практически всех известных околопороговых резонансов (см. [19–25] и ссылки в этих работах).

Процесс аннигиляции $e^+e^- \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ вблизи порога является наиболее простым для исследования. Это связано с тем, что система $\Lambda\bar{\Lambda}$ имеет фиксированный изотопический спин $I = 0$, пара рождается в основном в состоянии с угловым моментом $l = 0$ (вкладом состояния с $l = 2$ можно пренебречь), и кулоновское взаимодействие между Λ и $\bar{\Lambda}$ отсутствует. Кроме того, наш анализ показывает, что мнимая часть оптического потенциала взаимодействия $\Lambda\bar{\Lambda}$, которая учитывает возможность аннигиляции пары $\Lambda\bar{\Lambda}$ в мезоны, мало влияет на сечение. Поэтому можно пренебречь мнимой частью потенциала. В результате, сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ может быть описано простой формулой (см. подробности в [25] и в указанных там ссылках):

$$\sigma = \frac{2\pi\beta\alpha^2}{s} g^2 F_D^2(s) |\psi(0)|^2, \quad (1)$$

где $\beta = k/M_\Lambda$ – скорость бариона, $k = \sqrt{M_\Lambda E}$, $s = (2M_\Lambda + E)^2$, E – кинетическая энергия пары, $F_D(s) = (1 - s/\Lambda^2)^{-2}$ – дипольный формфактор, Λ – некоторый параметр, близкий к 1 ГэВ. Множитель g связан с вероятностью рождения пары на малых расстояниях $\sim 1/\sqrt{s}$ и может рассматриваться как независящая от энергии константа. В уравне-

¹⁾A.I.Milstein@inp.nsk.su; S.G.Salnikov@inp.nsk.su

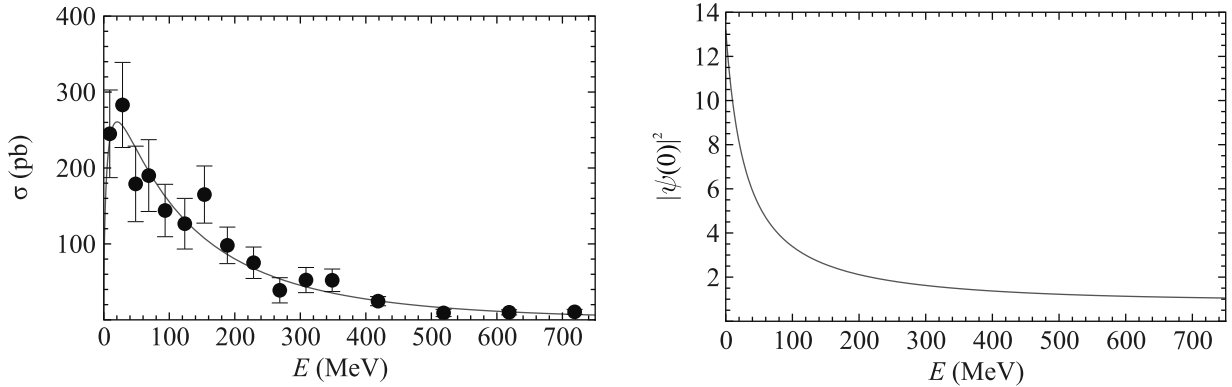


Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимость от энергии E сечения аннигиляции $e^+e^- \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ (левый рисунок) и фактора усиления $|\psi(0)|^2$ (правый рисунок). Использованы параметры потенциала $U_0 = 584$ МэВ и $R = 0.45$ фм. Экспериментальные данные взяты из работы [1]

нии (1) $\psi(0)$ является волновой функцией пары $\Lambda\bar{\Lambda}$ при $r = 0$.

Сечение (1) усиливается множителем $|\psi(0)|^2 \gg 1$, если существует слабосвязанное состояние или виртуальный уровень $\Lambda\bar{\Lambda}$ пары. В обоих случаях величина $|a|$ (a – длина рассеяния Λ и $\bar{\Lambda}$) велика по сравнению с характерным радиусом R потенциала взаимодействия $\Lambda\bar{\Lambda}$. Для слабосвязанного состояния a положительна и энергия связи равна $\varepsilon = -1/M_\Lambda a^2$. Для виртуального уровня a отрицательна, а энергия этого уровня определяется как $\varepsilon = 1/M_\Lambda a^2$. В обоих случаях $|\varepsilon|$ намного меньше, чем характерная глубина потенциальной ямы. Энергетическая зависимость $|\psi(0)|^2$ для околопороговых резонансов является более-менее универсальной и определяется длиной рассеяния a и эффективным радиусом взаимодействия [26]. Поэтому можно использовать любую удобную форму потенциала $U(r)$ для описания околопороговых резонансов.

В нашей работе мы параметризуем потенциал формулой $U(r) = -U_0\theta(R-r)$. Для этого потенциала энергетическая зависимость $|\psi(0)|^2$ хорошо известна (см., например, учебник [26]):

$$|\psi(0)|^2 = \frac{q^2}{q^2 \cos^2(qR) + k^2 \sin^2(qR)}, \quad (2)$$

$$q = \sqrt{M_\Lambda(E + U_0)}.$$

Вблизи порога имеем $k \ll q$, и сечение (1) усилено, если

$$q_0 R = \pi \left(n + \frac{1}{2} \right) + \delta, \quad |\delta| \ll 1, \quad (3)$$

где $q_0 = \sqrt{M_\Lambda U_0}$ и n – целое число. При $|\delta| \ll 1$ длина рассеяния $a = 1/q_0\delta$, где $\delta > 0$ для связанного состо-

яния и $\delta < 0$ для виртуального уровня. С помощью уравнения (3) выражение (2) можно упростить:

$$|\psi(0)|^2 \approx \frac{\gamma U_0}{(E + \varepsilon_0)^2 + \gamma E},$$

$$\gamma = 4\kappa^2 U_0, \quad \varepsilon_0 = 2\delta \kappa U_0, \quad \kappa = \frac{1}{\pi(n + 1/2)}. \quad (4)$$

Соответствующая энергетическая зависимость сечения (1) эквивалентна формуле Флатте [27], которая выражается через длину рассеяния и эффективный радиус взаимодействия r_0 . Заметим, что для прямоугольной потенциальной ямы $r_0 = R$. Нетрудно проверить, что точная и приближенная формулы для сечения хорошо согласуются друг с другом для $|\delta| \ll 1$ и $E \lesssim \varepsilon_0 \ll U_0$. Обратим внимание на то, что $|\varepsilon_0| \gg |\varepsilon|$ как для связанного состояния, так и для виртуального уровня, а именно $\varepsilon_0 \approx 2|\varepsilon|a/R$. Однако положение пика в сечении, которое пропорционально $\sqrt{E}|\psi(0)|^2$, находится при энергии $E \approx |\varepsilon|$ в обоих случаях.

На рисунке 1 показано сравнение наших предсказаний для сечения с экспериментальными данными [1], а также коэффициент усиления $|\psi(0)|^2$. Использованы следующие параметры модели: $U_0 = 584$ МэВ, $R = 0.45$ фм и $g = 0.2$. В рассматриваемой области энергий зависимость наших предсказаний от параметра Λ очень слабая. Для определенности мы использовали значение $\Lambda = 1$ ГэВ. Наша модель, дающая $\chi^2/N_{\text{df}} = 9.8/13$, хорошо описывает экспериментальные данные [1]. Видно, что учет коэффициента усиления $|\psi(0)|^2$ является очень важным для корректного описания экспериментальных данных.

В рамках нашей модели мы также предсказываем связанное состояние с энергией связи $E_0 \approx -30$ МэВ.

Наблюдение этого связанного состояния является очень важным. Результаты работ [28–36] указывают на аномальное поведение сечений процессов $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$, $e^+e^- \rightarrow 2(K^+K^-)$, $e^+e^- \rightarrow \phi K^+K^-$ и других при $\sqrt{s} \approx 2.2$ ГэВ (это значение s соответствует $E_0 \approx -30$ МэВ). Однако требуется более подробное изучение этой энергетической области.

В заключение, предположение о существовании слабосвязанного состояния или виртуального уровня позволило нам достаточно точно описать недавние и предыдущие экспериментальные данные для сечения аннигиляции $e^+e^- \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ вблизи порога. Наша модель указывает на возможное существование связанного состояния $\Lambda\bar{\Lambda}$ с энергией $E_0 \approx -30$ МэВ.

Мы выражаем благодарность А. Е. Бондарю за полезные обсуждения.

1. M. Ablikim, M. N. Achasov, P. Adlarson et al. (BESIII Collaboration), Phys. Rev. D **107**, 072005 (2023).
2. B. Aubert, M. Bona, D. Boutigny et al. (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **76**, 092006 (2007).
3. M. Ablikim, M. N. Achasov, S. Ahmed et al. (BESIII Collaboration), Phys. Rev. D **97**, 032013 (2018).
4. M. Ablikim, M. N. Achasov, P. Adlarson, M. Ablikim et al. (BESIII Collaboration), Phys. Rev. Lett. **123**, 122003 (2019).
5. B. Aubert, R. Barate, D. Boutigny et al. (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **73**, 012005 (2006).
6. J. P. Lees, V. Poireau, V. Tisserand et al. (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **87**, 092005 (2013).
7. R. R. Akhmetshin, A. N. Amirkhanov, A. V. Anisenkov et al. (CMD-3 Collaboration), Phys. Lett. B **759**, 634 (2016).
8. M. Ablikim, M. N. Achasov, P. Adlarson et al. (BESIII Collaboration), Phys. Rev. Lett. **124**, 042001 (2020).
9. M. Ablikim, M. N. Achasov, P. Adlarson et al. (BESIII Collaboration), Phys. Lett. B **817**, 136328 (2021).
10. R. R. Akhmetshin, A. N. Amirkhanov, A. V. Anisenkov et al. (CMD-3 Collaboration), Phys. Lett. B **794**, 64 (2019).
11. M. Ablikim, M. N. Achasov, X. C. Ai et al. (BESIII Collaboration), Phys. Rev. D **91**, 112004 (2015).
12. M. Ablikim, M. N. Achasov, P. Adlarson et al. (BESIII Collaboration), Phys. Rev. D **99**, 092002 (2019).
13. M. N. Achasov, A. Yu. Barnyakov, K. I. Beloborodov et al. (SND Collaboration), Phys. Rev. D **90**, 112007 (2014).
14. M. Ablikim, M. N. Achasov, P. Adlarson et al. (BESIII Collaboration), Nat. Phys. **17**, 1200 (2021).
15. M. N. Achasov, A. Yu. Barnyakov, K. I. Beloborodov et al. (SND Collaboration), Eur. Phys. J. C **82**, 761 (2022).
16. G. Pakhlova, I. Adachi, H. Aihara et al. (BELLE Collaboration), Phys. Rev. Lett. **101**, 172001 (2008).
17. M. Ablikim, M. N. Achasov, S. Ahmed et al. (BESIII Collaboration), Phys. Rev. Lett. **120**, 132001 (2018).
18. B. Aubert, M. Bona, Y. Karyotakis et al. (BABAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **102**, 012001 (2009).
19. J. Haidenbauer, X.-W. Kang, and U.-G. Meißner, Nucl. Phys. A **929**, 102 (2014).
20. J. Haidenbauer and U.-G. Meißner, Phys. Lett. B **761**, 456 (2016).
21. J. Haidenbauer, U.-G. Meißner, and L.-Y. Dai, Phys. Rev. D **103**, 014028 (2021).
22. A. I. Milstein and S. G. Salnikov, Phys. Rev. D **104**, 014007 (2021).
23. A. I. Milstein and S. G. Salnikov, Phys. Rev. D **105**, 074002 (2022).
24. A. I. Milstein and S. G. Salnikov, Phys. Rev. D **105**, L031501 (2022).
25. A. I. Milstein and S. G. Salnikov, Phys. Rev. D **106**, 074012 (2022).
26. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Quantum Mechanics – Non-relativistic Theory*, Pergamon Press, Oxford (1991).
27. S. M. Flatté, Phys. Lett. B **63**, 224 (1976).
28. B. Aubert, M. Bona, D. Boutigny et al. (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **76**, 012008 (2007).
29. Y.-W. Chang, M.-Z. Wang, I. Adachi et al. (BELLE Collaboration), Phys. Rev. D **79**, 052006 (2009).
30. M. Ablikim, M. N. Achasov, P. Adlarson et al. (BESIII Collaboration), Phys. Rev. D **100**, 032009 (2019).
31. M. Ablikim, M. N. Achasov, S. Ahmed et al. (BESIII Collaboration), Phys. Rev. D **99**, 032001 (2019).
32. M. Ablikim, M. N. Achasov, P. Adlarson et al. (BESIII Collaboration), Phys. Rev. Lett. **124**, 112001 (2020).
33. M. Ablikim, M. N. Achasov, P. Adlarson et al. (BESIII Collaboration), Phys. Rev. D **102**, 012008 (2020).
34. M. Ablikim, M. N. Achasov, P. Adlarson et al. (BESIII Collaboration), Phys. Rev. D **104**, 032007 (2021).
35. M. Ablikim, M. N. Achasov, P. Adlarson et al. (BESIII Collaboration), arXiv:2112.13219 [hep-ex].
36. L. Xia, Supl. la Rev. Mex. Física **3**, 1 (2022).