

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Эксперименты на линейном коллайдере ILC: ожидаемые результаты физических исследований

А.Г. Друцкой

Представлено современное состояние проекта планируемого в Японии Международного линейного e^+e^- -коллайдера (International Linear Collider, ILC). Обсуждается программа физических исследований, предлагаемых на ILC, при этом больше внимания уделено измерениям, возможным при полной энергии столкновений 250 ГэВ и ожидаемой интегральной светимости $\sim 2 \text{ аб}^{-1}$. Это связано с тем, что на первой стадии строительства коллайдера было предложено ограничиться энергией 250 ГэВ. Кратко представлены технические характеристики проекта ускорительного комплекса ILC и планируемого детектора ILD (International Large Detector).

Ключевые слова: Международный линейный e^+e^- -коллайдер, экспериментальная проверка Стандартной модели, бозон Хиггса, константы связи, редкие распады, топ-кварк

PACS numbers: 12.15. – y, 13.66. – a, 29.20. – e

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.07.038394>

Содержание

1. Введение (478).
 2. Программа физических исследований на ILC (480).
 - 2.1. Процессы с рождением бозона Хиггса. 2.2. Распады бозона Хиггса. 2.3. Измерение констант связи, ширины и массы бозона Хиггса. 2.4. Модели Новой физики. 2.5. Измерение CP -чётности бозона Хиггса. 2.6. Поиск редких распадов бозона Хиггса на ILC. 2.7. Изучение топ-кварка. 2.8. Поиск частиц Новой физики. 2.9. Прецизионное измерение параметров электрослабой теории.
 3. Технические аспекты экспериментов на e^+e^- -коллайдере (490).
 - 3.1. Структура ILC. 3.2. Детектор ILD. 3.3. Моделирование методом Монте-Карло.
 4. Заключение (492).
- Список литературы (493).

1. Введение

Строительство Международного линейного e^+e^- -коллайдера (International Linear Collider — ILC) в Японии является важнейшим шагом для дальнейшего прогресса в области физики частиц. Это широкомасштабный, технически сложный проект, требующий больших финансовых ресурсов и участия нескольких тысяч учёных со всего мира в рамках международной коллаборации. В 2013 г. детальная информация по ILC была

опубликована в техническом предложении проекта (Technical Design Report), который включал в себя части, посвящённые конструкции предлагаемого коллайдера [1], разработке детекторов [2] и развитию физической программы исследований [3]. В подготовке этого документа принимали участие более 1000 специалистов из лабораторий и университетов по всему миру, в том числе из России. За последние пять лет проведена огромная работа по дальнейшему развитию всех компонентов ILC. На данной стадии проектирования технический уровень подготовки проекта беспрецедентно высок.

Первоначально предлагалось строительство ILC [1] с энергией в системе центра масс в диапазоне 250–500 ГэВ с возможностью её увеличения до 1000 ГэВ и поляризацией электронного и позитронного пучков $P(e^-, e^+) = (-0,8, 0,3)$. Длина коллайдера должна была составить около 31 км, потребляемая мощность — 230 МВт, а его оценочная стоимость — примерно 8 млрд долларов. Недавно японское физическое сообщество предложило на первом этапе строительства ограничиться энергией 250 ГэВ, что позволит существенно уменьшить стоимость и размеры коллайдера. Если проект ILC будет одобрен японским правительством, то в ближайшее время начнётся его реализация.

Идея строительства линейного e^+e^- -коллайдера впервые была предложена в 1965 г. Тингером [4], позднее эта тема была развита в работе [5]. Практические возможности реализации проекта линейного e^+e^- -коллайдера в течение многих лет рассматривались в разных странах, в частности, широко обсуждались проекты в США (Next Linear Collider, NLC), Японии (Japan Linear Collider, JLC) и Германии (Teraelectronvolt Energy Superconducting Linear Accelerator, TESLA). Особенно глубоко и детально был проработан проект TESLA [6], в котором предполагалась возможность работы коллайдера не только в стандартной моде e^+e^- -столкновений, но и

А.Г. Друцкой. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация; Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Каширское шоссе 31, 115409 Москва, Российская Федерация
E-mail: Drutskoy@lebedev.ru

Статья поступила 19 февраля 2018 г.,
после доработки 19 июля 2018 г.

при некоторой технической модификации коллайдера в модах e^+e^- , $e\gamma$ - и $\gamma\gamma$ -столкновений. Для TESLA была разработана широкая программа актуальных физических исследований [7–10], причём возможность работы в разных модах позволила бы существенно расширить спектр экспериментальных измерений. К сожалению, проект TESLA не был принят. Также обсуждалась возможность строительства линейного e^+e^- -коллайдера в Дубне. Результаты всех этих разработок были интегрированы и существенным образом использованы при подготовке проекта ILC в Японии. Кроме проекта ILC в настоящее время рассматривается возможность строительства линейного e^+e^- -коллайдера CLIC (Compact Linear Collider) с энергией 380–3000 ГэВ в ЦЕРНе [11, 12]. Недавно был предложен проект кольцевого e^+e^- -коллайдера CepC (Circular electron positron Collider) в Китае [13, 14] с энергией 250 ГэВ. Кроме того, в ЦЕРНе начато обсуждение возможности строительства гигантского кольцевого коллайдера FCC (Future Circular Collider) с периметром порядка 100 км, на первой стадии которого предполагается столкновение e^+e^- -пучков с полной энергией ~ 350 ГэВ.

Ранее ожидалось, что на коллайдере LHC (Large Hadron Collider) в ЦЕРНе в экспериментах ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) и CMS (Compact Muon Solenoid) удастся обнаружить новые сверхтяжёлые частицы за рамками Стандартной модели (SM) (Standard Model, SM). Затем, определив основные свойства этих частиц, их можно будет более детально изучить на линейном коллайдере, что могло потребовать достаточно высоких энергий пучков. Предполагалось очень тесное взаимодействие между экспериментами на LHC и ILC [15], чтобы результаты, полученные на одном коллайдере, дополняли и направляли вектор развития исследований на другом коллайдере.

Однако до сих пор не удалось обнаружить на LHC новых тяжёлых частиц. Вследствие этого за последние годы предлагаемая программа исследований на линейных коллайдерах существенным образом сместилась в направлении прецизионного изучения уже известных тяжёлых частиц: бозона Хиггса, топ-кварка, W- и Z-бозонов. Такая корректировка планов несколько разделила области исследований: на LHC основное внимание уделяется поиску новых тяжёлых частиц, а на ILC предполагается прецизионное измерение параметров известных тяжёлых частиц. Тем не менее остаётся ряд областей, в которых для достижения требуемых точностей необходим вклад обоих коллайдеров, в частности при измерении констант связи бозона Хиггса.

Частицы, процессы и теоретические концепции за рамками SM (Beyond the Standard Model, BSM) часто называют Новой физикой. Новая физика может проявиться не только в прямых наблюдениях новых частиц и явлений, но и в отличии свойств уже известных частиц от предсказанных в SM. Теоретически ожидается, что тяжёлые частицы должны иметь большие константы связи с частицами Новой физики и, соответственно, Новая физика может особенно заметно проявиться как вклад виртуальных эффектов в процессах с участием бозона Хиггса или топ-кварка.

Таким образом, сегодня нет явной необходимости строить линейные коллайдеры с рекордно высокой энергией пучков. Для изучения бозона Хиггса в процессе $e^+e^- \rightarrow ZH$ необходимо достичь энергии в системе

центра масс порядка 240 ГэВ, для парного рождения топ-кварков — около 370 ГэВ. Порог рождения W- и Z-бозонов ещё ниже. Однако необходимо отметить, что существенный интерес представляет область энергий 500–550 ГэВ, в котором могут одновременно рождаться три тяжёлые частицы, что позволит провести измерения ряда важных параметров, в частности константы связи $t\bar{t}H$ и константы самодействия бозона Хиггса HHH .

В результате сложившейся ситуации была пересмотрена концепция коллайдера ILC. Было предложено на первой стадии построить коллайдер ILC с энергией 250 ГэВ, что позволит в полтора-два раза уменьшить его стоимость и размеры по сравнению с таковыми в варианте с максимальной энергией 500 ГэВ. При этом необходимо сохранить возможность увеличения длины коллайдера и энергии пучков в будущем. На первой стадии предполагается набрать интегральную светимость $\sim 2 \text{ аб}^{-1}$, что позволит существенно превзойти точность измерения параметров бозона Хиггса, ожидаемую на LHC. Похожее предложение о поэтапном увеличении энергии пучков рассматривается и в ЦЕРНе, где на планируемом линейном e^+e^- -коллайдере CLIC предлагается вначале ограничиться энергией 380 ГэВ, что значительно сократит стоимость и размеры этого коллайдера.

Ввиду большой стоимости проекта ILC для его одобрения очень важно предложить детально развитую актуальную программу физических исследований. Разработанная на сегодняшний день программа исследований на линейных e^+e^- -коллайдерах в первую очередь направлена на изучение бозона Хиггса и топ-кварка, и она существенно отличается от программы, проводимой на LHC, при этом во многом дополняя её. Важной особенностью линейного e^+e^- -коллайдера является то, что при очень низком уровне фона в довольно большой доле событий будут рождаться тяжёлые частицы, что позволит изучить их детально. Например, бозон Хиггса должен рождаться на линейном коллайдере примерно в 1 % событий. Это даст возможность детально изучить распады бозона Хиггса и его свойства на основе набора данных, большего на один-два порядка, чем тот, который может быть достигнут на LHC даже после его модернизации. В случае достижения на ILC энергии 350 ГэВ можно будет детально изучить свойства топ-кварка. Важной экспериментальной задачей является также прецизионное измерение параметров W- и Z-бозонов. Если на LHC будут открыты новые тяжёлые частицы с массами до 400 ГэВ, то на линейном коллайдере с достаточно большой энергией пучков свойства этих новых частиц можно будет изучить с высокой точностью.

В настоящем обзоре представлена программа будущих физических исследований на линейном e^+e^- -коллайдере ILC. Различные аспекты планируемых исследований подробно рассмотрены в ряде обзоров [16–20]. В настоящее время на ILC предполагается строительство двух детекторов [2]: ILD (International Large Detector) и SiD (Silicon Detector). Хотя программы физических исследований на этих детекторах практически совпадают, представленные далее результаты исследований основываются главным образом на моделировании ILD. Более детально рассматриваются задачи, которые можно решить при энергии 250 ГэВ, однако также обсуждаются исследования, возможные при более высокой энергии. В обзоре кратко представлены технические характеристики планируемого e^+e^- -коллайдера ILC, а также рас-

смотрены основные параметры планируемого на ILC детектора ILD.

2. Программа физических исследований на ILC

Главной задачей исследований на будущем линейном коллайдере является изучение параметров бозона Хиггса. В данном обзоре бозон Хиггса с массой $(125,09 \pm 0,21 \pm 0,11)$ ГэВ [21], соответствующий предсказаниям СМ, обозначается как H . Необходимо отметить, что в ряде работ, особенно теоретических, бозон Хиггса Стандартной модели обозначают как h , чтобы отличить его от тяжёлого бозона Хиггса Новой физики, обозначаемого как H .

Уже при энергии 250 ГэВ бозон Хиггса будет рождаться в канале $e^+e^- \rightarrow ZH$ с сечением ~ 300 фб, что позволит получить рекордно большой набор данных, включающий порядка 6×10^5 бозонов Хиггса при планируемой за время работы эксперимента интегральной светимости ~ 2 аб $^{-1}$. Одним из основных направлений исследований является измерение относительных вероятностей распадов бозона Хиггса по различным каналам. Это позволит получить значения констант связи бозона Хиггса с лептонами, кварками и векторными бозонами, которые, согласно СМ, должны быть пропорциональны их массам или в случае бозонов — квадратам их масс. Отклонение от такой линейной зависимости будет прямым указанием на проявление Новой физики.

Особенностью линейного коллайдера является возможность модельно-независимого измерения относительных вероятностей распадов и измерения вероятности распада в ненаблюдаемое конечное состояние. С высокой точностью могут быть измерены масса и ширина бозона Хиггса. С учётом большого количества рождающихся бозонов Хиггса и высокой эффективности реконструкции может быть проведён поиск его редких распадов. В некоторых моделях Новой физики бозон Хиггса с массой 125 ГэВ может иметь CP -нечётную примесь. На линейном коллайдере такая примесь на уровне $\sim 10\%$ может быть обнаружена экспериментально или может быть получен верхний предел её вклада.

Парное рождение топ-кварков возможно при энергии более 350 ГэВ. В этом случае можно измерить массу и ширину топ-кварка с точностью на порядок выше достигнутой сегодня. Важной задачей является измерение констант связи топ-кварка с Z -бозоном и фотоном. Возможен поиск редких каналов распадов топ-кварка. Может быть измерена асимметрия рождения топ-кварков и могут быть изучены поляризационные эффекты в угловых распределениях продуктов распадов. Дополнительным бонусом на линейных коллайдерах является возможность прецизионного измерения параметров W -и Z -бозонов. В принципе возможно наблюдение прямого рождения частиц Новой физики с аномально малыми сечениями, которые трудно обнаружить на LHC.

2.1. Процессы с рождением бозона Хиггса

При энергии в системе центра масс 250 ГэВ бозон Хиггса H будет рождаться в трёх процессах:

- 1) радиационное рождение: $e^+e^- \rightarrow HZ$;
- 2) слияние W -бозонов: $e^+e^- \rightarrow H\nu_e\bar{\nu}_e$;
- 3) слияние Z -бозонов: $e^+e^- \rightarrow H e^+e^-$.

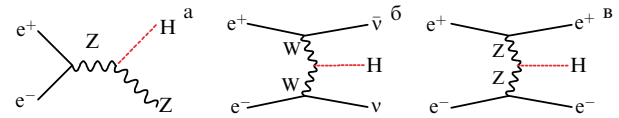


Рис. 1. Диаграммы, описывающие процессы: (а) $e^+e^- \rightarrow ZH$, (б) $e^+e^- \rightarrow H\nu_e\bar{\nu}_e$ и (в) $e^+e^- \rightarrow H e^+e^-$.

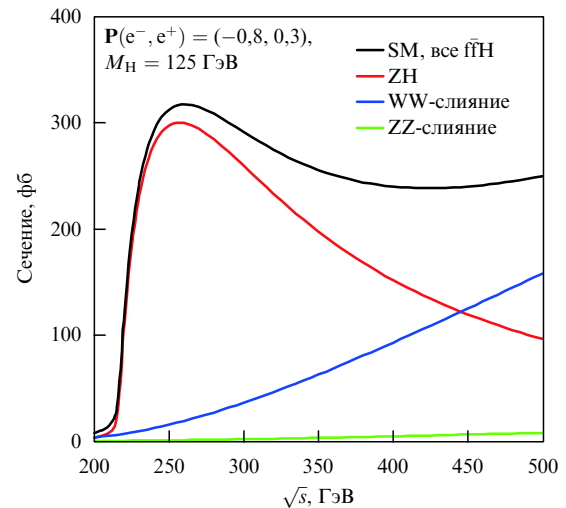


Рис. 2. (В цвете онлайн.) Сечения процессов $e^+e^- \rightarrow ZH$ (красная кривая), $e^+e^- \rightarrow H\nu_e\bar{\nu}_e$ (синяя кривая) и $e^+e^- \rightarrow H e^+e^-$ (зелёная кривая) в зависимости от полной энергии пучков при условии поляризации пучков $P(e^-, e^+) = (-0,8, 0,3)$. Суммарное сечение показано чёрной кривой.

На рисунке 1 представлены "древесные" диаграммы этих процессов. Зависимость сечений этих каналов от энергии в системе центра масс $\sqrt{s}$ показана на рис. 2 в случае, когда моделирование проводилось при предположении поляризации пучков $P(e^-, e^+) = (-0,8, 0,3)$. Следует отметить, что электрон-позитронная аннигиляция возможна только при разной спиральности этих частиц, $e_L^+e_R^+$ или $e_R^-e_L^+$. Вследствие этого противоположно поляризованные пучки позволяют увеличить светимость. Сравнение сечений конечных состояний для поляризованных и неполяризованных пучков проведено в [22]. Полученные в [22] значения несколько отличаются от представленных на рис. 2, поскольку они суммируют сечения конечных состояний, образующихся по разным каналам. Поляризованные пучки являются важным экспериментальным фактором, поскольку конкретные процессы СМ или Новой физики могут быть усилены при выборе соответствующей комбинации поляризации пучков. В настоящий момент на ILC планируется возможность переключения поляризации пучков $P(e^-, e^+) = (-0,8, 0,3)$ на противоположную, $P(e^-, e^+) = (0,8, -0,3)$.

Как видно из рис. 2, в области энергии 250 ГэВ процесс 1 (рис. 1а) будет доминирующим с сечением порядка 300 фб, сечение процесса 2 (рис. 1б) будет примерно в 10–15 раз меньше, а процесс 3 (рис. 1в) будет сильно подавлен — его сечение примерно ещё в 10 раз меньше. С увеличением энергии сечение процесса 1 убывает, а сечения процессов 2 и 3 возрастают, при этом сечения процессов 1 и 2 становятся равны друг другу в области энергии 450 ГэВ.

Для изучения бозонов Хиггса при энергии 250 ГэВ необходимо с помощью отборов отделять сигнальные события от фоновых процессов, имеющих большие се-

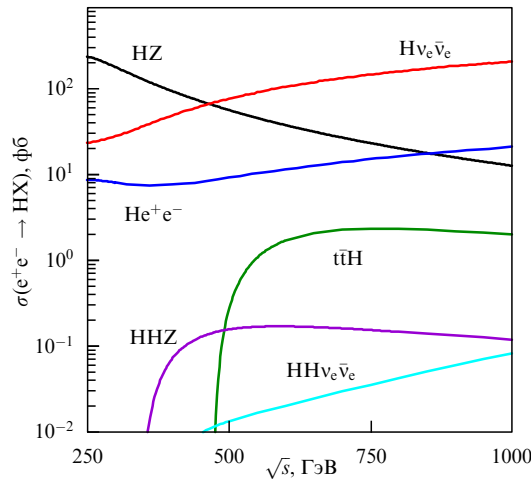


Рис. 3. Сечения различных процессов с рождением бозона Хиггса в e^+e^- -столкновениях в зависимости от энергии. В моделировании предполагались неполяризованные пучки. (Из работы [19].)

чения, в первую очередь от процессов $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ и $e^+e^- \rightarrow ZZ$. Сечение процесса парного рождения W^+W^- на два порядка больше, чем у процесса $e^+e^- \rightarrow HZ$, а сечение рождения ZZ больше в 3–4 раза. Парное рождение фермионов также имеет большое сечение, однако эти фоновые события представляют собой меньшую проблему, поскольку их топология может быть надёжно идентифицирована.

С возрастанием энергии будут открываться новые каналы с рождением бозона Хиггса с сечениями, в принципе доступными для экспериментального наблюдения (рис. 3):

- $E \approx 350$ ГэВ, $e^+e^- \rightarrow HHZ$,
- $E \approx 450$ ГэВ, $e^+e^- \rightarrow HH\nu_e\bar{\nu}_e$,
- $E \approx 480$ ГэВ, $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}H$.

Как видно из рис. 3, сечение процесса $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}H$ может достигать порядка 1 фб при энергиях 500–550 ГэВ, что потребует для измерения этого канала набора данных большого объёма. Измерение сечения данного процесса позволит с высокой точностью измерить константу связи $t\bar{t}H$, что очень важно для идентификации моделей Новой физики. В этом процессе может быть также проведён поиск CP -нарушения. Детально такое измерение обсуждается в разделе 2.5. Ещё меньше сечение процесса $e^+e^- \rightarrow HHZ$, однако в этом процессе можно измерить чрезвычайно важный параметр — константу связи самодействия бозона Хиггса. В принципе константа связи самодействия бозона Хиггса может быть также получена из изучения процесса $e^+e^- \rightarrow HH\nu_e\bar{\nu}_e$, однако сечение этого процесса очень мало. На рисунке 4 показаны соответствующие диаграммы с тройной хиггс-вершиной, включающие в себя константу связи самодействия бозона Хиггса.

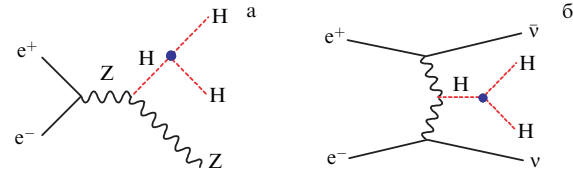


Рис. 4. Диаграммы, описывающие процессы, включающие в себя тройную хиггс-вершину: (а) $e^+e^- \rightarrow HHZ$ и (б) $e^+e^- \rightarrow HH\nu_e\bar{\nu}_e$.

2.2. Распады бозона Хиггса

В первом приближении лагранжиан, описывающий взаимодействие бозона Хиггса с фермионами, калибровочными бозонами и самим бозоном Хиггса, можно представить в виде

$$\mathcal{L} = -g_{H\bar{f}f}H\bar{f}f + \delta_V g_{HVV}HV_\mu V^\mu + \frac{1}{6}g_{HHH}H^3, \quad (1)$$

где $V = W^\pm(Z^0)$, $\delta_V = 1$ для $V = W^\pm$ или $1/2$ для $V = Z^0$. Значения констант связи пропорциональны соответствующей массе или квадрату массы:

$$g_{H\bar{f}f} = \frac{m_f}{v}, \quad g_{HVV} = \frac{2m_V^2}{v}, \quad g_{HHH} = \frac{3m_H^2}{v}. \quad (2)$$

Вакуумное среднее хиггсовского дублета $v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} \approx 246$ ГэВ с высокой точностью определяется из константы связи Ферми G_F . Пропорциональность констант связи массе фермиона и квадрату массы векторных Z -или W -бозонов является базовым предсказанием в рамках СМ. Отклонение от пропорциональности будет прямо указывать на проявление Новой физики.

Если масса бозона Хиггса точно известна, то в рамках СМ можно вычислить константы связи и, соответственно, относительные вероятности распадов бозона Хиггса в различные конечные состояния (табл. 1). В вычислениях электрослабых процессов "петлевые" поправки обычно невелики и они могут быть аккуратно оценены.

"Древесные" диаграммы дают доминирующий вклад в распадах бозона Хиггса в фермионы и векторные бозоны. Однако распады бозона Хиггса в глюоны, два фотона и $Z\gamma$ могут быть описаны только через "петлевые" диаграммы. Поэтому, анализируя эти распады, можно косвенно получить информацию о константах связи HWW , HZZ и $Ht\bar{t}$. Также надо отметить, что распады $H \rightarrow WW^*$ и $H \rightarrow ZZ^*$ могут идти только тогда, когда по крайней мере один из векторных бозонов лежит вне массовой поверхности.

В экспериментах ATLAS и CMS на LHC достигнута значимость более 5σ для каналов распадов $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ^*$, $H \rightarrow WW^*$ и $H \rightarrow \tau^+\tau^-$, а в канале $H \rightarrow b\bar{b}$ — более 3σ . Измеренные в этих каналах константы связи хорошо согласуются с ожидаемой в СМ линейной зависимостью от массы. Для простоты часто вводят параметр силы сигнала $\mu = (\sigma\mathcal{B})_{\text{meas}}/(\sigma\mathcal{B})_{\text{SM}}$, равный отно-

Таблица 1. Теоретические оценки* относительных вероятностей основных каналов распадов бозона Хиггса при $m_H = 125,09$ ГэВ

Распады бозона Хиггса, относительные вероятности, %									
$b\bar{b}$	$c\bar{c}$	$s\bar{s}$	$\tau^+\tau^-$	$\mu^+\mu^-$	WW^*	ZZ^*	gg	$\gamma\gamma$	$Z\gamma$
58,1	2,88	0,0246	6,26	0,0217	21,5	2,64	8,18	0,227	0,154

* Значения взяты из работы [23]. Там же приведены погрешности этих теоретических оценок, которые варьируются в интервале 1–5 %.

шению наблюдаемого произведения сечения σ и относительной вероятности для некоторого процесса B с образованием бозона Хиггса к соответствующему значению, ожидаемому в СМ. Результаты, согласующиеся с СМ, должны давать значение $\mu = 1$. Комбинированное значение μ , учитывающее результаты обоих LHC-экспериментов и все значимые каналы, $\mu = 1,09 \pm 0,07 \pm 0,09$ [21], что демонстрирует хорошее согласие экспериментальных данных с предсказаниями СМ.

2.3. Измерение констант связи, ширины и массы бозона Хиггса

Измерение констант связи бозона Хиггса с высокой точностью является наиболее важной задачей в экспериментах на ILC. Необходимо отметить, что на ILC такие измерения можно выполнить модельно-независимым образом, при этом точность измерения констант связи на ILC будет выше, чем точность на LHC, даже после модернизации последнего. В работе [24] рассмотрены методы измерения констант связи при разных энергиях, в частности при 250 ГэВ.

Для лучшего понимания метода измерения констант связи бозона Хиггса в табл. 2 приведены значения относительных вероятностей распадов Z-бозона для ряда основных каналов.

При энергии 250 ГэВ можно использовать различные подходы для определения полной ширины бозона Хиггса Γ_H и констант связи. Необходимо измерить ряд произведений сечений и относительных вероятностей следующих процессов.

- I. $\sigma(HZ) B(Z \rightarrow \mu^+ \mu^-) = C_1 g_Z^2$.
- II. $\sigma(HZ) B(Z \rightarrow \mu^+ \mu^-) B(H \rightarrow WW^*) = \frac{C_2 g_Z^2 g_W^2}{\Gamma_H}$.
- III. $\sigma(HZ) B(Z \rightarrow \mu^+ \mu^-) B(H \rightarrow b\bar{b}) = \frac{C_3 g_Z^2 g_b^2}{\Gamma_H}$.
- IV. $\sigma(H\nu\bar{\nu}) B(H \rightarrow b\bar{b}) = \frac{C_4 g_W^2 g_b^2}{\Gamma_H}$.

Здесь g_Z , g_W и g_b — константы связи бозона Хиггса HZZ , HWW и $Hb\bar{b}$, а C_1 , C_2 , C_3 и C_4 — константы, которые могут быть точно вычислены теоретически, с погрешностью менее 1 %.

В процессе I измеряется масса системы $\mu^+ \mu^-$, а также недостающая масса к этой системе. Одновременное определение массы $\mu^+ \mu^-$ в области Z-бозона и недостающей массы в области бозона Хиггса позволяет однозначно выделить процесс I и, соответственно, найти число событий и сечение для конечного состояния HZ . В примере распределения по недостающей массе, приведённом на рис. 5 [20], при моделировании предполагалось наличие набора данных с интегральной светимостью 250 fb^{-1} . Фоновые процессы также моделировались, и они включены в распределение, показанное на рис. 5. При восстановлении событий использовалась

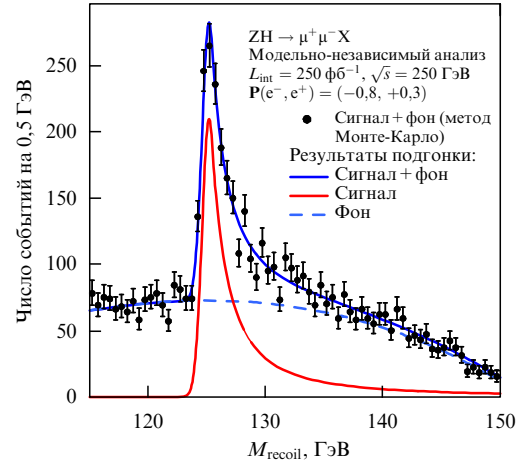


Рис. 5. Распределение по недостающей массе к системе $\mu^+ \mu^-$. Моделировался сигнальный процесс $e^+ e^- \rightarrow ZH$ с последующим распадом $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ при энергии в системе центра $\sqrt{s} = 250$ ГэВ и интегральной светимости $L_{\text{int}} = 250 \text{ fb}^{-1}$. (Из работы [20].)

модель детектора ILD. Сигнал хорошо выделяется из фона; в правой части рисунка виден хвост, связанный с радиацией в начальном состоянии. При ожидаемой полной светимости $\sim 2 \text{ ab}^{-1}$ погрешность измерения сечения процесса $e^+ e^- \rightarrow ZH$ составит примерно 1 %. Соответственно, константа связи g_Z будет определена с такой же точностью. С формальной точки зрения дополнительная реконструкция распада $H \rightarrow ZZ^*$ позволит определить ширину бозона Хиггса, однако с довольно низкой точностью, поскольку число событий в этом канале слишком мало.

Возможность использования метода недостающих масс является существенным преимуществом $e^+ e^-$ -коллайдера. Этот метод позволяет решить сразу несколько задач. Во-первых, метод обеспечивает нормировку для определения относительных вероятностей распадов бозона Хиггса в различные каналы. Во-вторых, он позволяет измерить полную ширину бозона Хиггса. В-третьих, суммируя все эксклюзивные каналы распадов бозона Хиггса и сравнивая с инклюзивным значением, полученным с помощью метода недостающих масс, можно с точностью порядка 1 % оценить вероятность распада в невидимое конечное состояние. Наконец, применяя данный метод, можно определить массу бозона Хиггса с точностью $\sim 30\text{--}40$ МэВ [25].

Таким образом, используя метод недостающей массы, можно провести точные измерения как массы, так и ширины бозона Хиггса. В настоящее время комбинированное значение массы бозона Хиггса, включающее результаты измерений, выполненных ATLAS и CMS, $m_H = 125,09 \pm 0,24 (\pm 0,21 \pm 0,15)$ ГэВ. В рамках СМ ширину бозона Хиггса можно предсказать с высокой точностью, если известна его масса. Для массы $m_H = 125,1$ ГэВ

Таблица 2. Экспериментальные измерения* относительных вероятностей распадов Z-бозона для ряда основных каналов

Распады Z-бозона, %						
$\tau^+ \tau^-$	$\mu^+ \mu^-$	$e^+ e^-$	Адроны	$b\bar{b}$	$c\bar{c}$	Ненаблюдаемые
$3,37 \pm 0,008$	$3,366 \pm 0,007$	$3,363 \pm 0,004$	$69,91 \pm 0,06$	$15,12 \pm 0,05$	$12,03 \pm 0,21$	$20,00 \pm 0,06$

* Значения взяты из [21].

значение ширины должно быть 4,2 МэВ. Косвенным образом в экспериментах ATLAS и CMS получено экспериментальное ограничение на ширину бозона Хиггса $\Gamma_H < 22$ МэВ на уровне достоверности (confidence level — CL) 95% [26, 27].

Как сказано выше, в принципе полную ширину бозона Хиггса можно получить модельно-независимым способом, измерив процесс I и распад $H \rightarrow ZZ^*$, однако этот метод не обеспечивает достаточной точности. Более аккуратно это измерение при энергии 250 ГэВ можно провести, следуя методу, детально рассмотренному в работе [24]. В этой работе предлагается определить g_Z из измерения сечения процесса I, затем из отношения сечений процессов III и IV получить величину g_Z/g_W и, соответственно, значение g_W . Далее, при известных g_Z и g_W из измерения сечения процесса II можно извлечь полную ширину бозона Хиггса. Имея набор данных со светимостью 250 фб^{-1} при энергии 250 ГэВ, можно измерить ширину с точностью $\sim 13\%$, а используя дополнительные каналы, можно достичь точности $\sim 11\%$ [24].

По мнению автора настоящего обзора, измерить полную ширину бозона Хиггса можно, используя ещё один метод реконструкции. Предлагаемый метод заключается в реконструкции бозона Хиггса в распаде $H \rightarrow ZZ^*$, где Z-бозон будет восстанавливаться в двухструйных кварковых каналах, $Z \rightarrow jj$, в частности в случае $b\bar{b}$ - и $c\bar{c}$ -струй, а Z^* будет распадаться в двухлептонных каналах: $Z^* \rightarrow l^+l^-$, где $l^\pm$ — это $\mu^\pm$ или $e^\pm$. Инвариантная масса двух струй m_{jj} из распада Z-бозона будет иметь широкое сигнальное распределение. Однако для улучшения разрешения по массе бозона Хиггса можно использовать разность масс $m_{jjl^+l^-} - m_{jj}$, поскольку в этой разности погрешность измерения параметров струй в значительной степени сокращается и сигнал в распределении по этой переменной должен иметь меньшую ширину. Используя такой канал распада бозона Хиггса, можно реконструировать порядка 500 событий $e^+e^- \rightarrow HZ$ при светимости $\sim 2 \text{ аб}^{-1}$. Ширина бозона Хиггса может быть получена из формулы $\sigma_{HZ} \text{ Br}(H \rightarrow ZZ^*) = C g_Z^4 / \Gamma_H$ с учётом того, что константу C можно вычислить теоретически, а константа связи g_Z будет измерена с высокой точностью. Этот метод измерения ширины бозона Хиггса не обсуждался в литературе, хотя метод реконструкции распада $H \rightarrow ZZ^*$ в кварковых каналах распадов Z и Z^* рассматривался в несколько ином контексте в обзоре [19, раздел 5.1]. Этот метод не используется на LHC, по-видимому, из-за наличия больших фонов, хотя двухмюонный триггер в принципе должен эффективно выбирать такие события.

Следует отметить, что основной целью измерения констант связи является поиск отклонения полученных значений от предсказаний СМ. Для упрощения вычислений в ряде работ [3, 19] определяемая константа связи выражалась через её значение в СМ: $g_i = \kappa_i g_i^{\text{SM}}$. При согласии экспериментальных результатов с СМ должен быть получен полный набор значений модификаторов $\kappa_i = 1$. Такой подход обычно называют κ -формализмом. Ряд модификаторов был измерен на LHC, и их значения совпадают с единицей в пределах погрешностей.

Измерение модификаторов κ_i является одной из наиболее важных задач на ILC. Большинство моделей Новой физики приводит к отклонению от единичных значений модификаторов на уровне нескольких процентов, а для некоторых модификаторов — до 10 %. При

этом специфические модели будут приводить к определённым конкретным формам сдвигов модификаторов, оставляя характерный "отпечаток пальцев", по которому можно идентифицировать конкретную модель Новой физики. Однако важным фактором в этой процедуре является точность измерения модификаторов. Существенно повысить точность измерения констант связи можно с помощью измерений на ILC при энергии 250 ГэВ (рис. 6) [28]. Как видно из рис. 6, точность определения большинства констант связи при использовании комбинации данных LHC и ILC порядка 1 %, в то время как при использовании данных только LHC погрешность составляет как минимум $\sim 4\%$. В разделе 2.4 мы более подробно остановимся на моделях Новой физики и их идентификации с помощью модификаторов.

К сожалению, κ -формализм не является универсальным методом описания в случае проявления Новой физики. Один из возможных подходов к идентификации моделей Новой физики может быть осуществлён на основе концепции, предлагаемой в рамках эффективной теории поля (Effective Field Theory, EFT). В этом подходе предполагается, что отклонение от предсказаний СМ можно описать аномальными вкладами в лагранжиан, добавляя операторы размерности 6 [29]. Применяя этот метод для параметризации констант связи бозона Хиггса, можно получить, что для распадов бозона Хиггса в фермионы достаточно провести перемасштабирование (rescaling) с помощью модификаторов κ , однако для описания констант связи бозона Хиггса с векторными Z- и W-бозонами этого недостаточно. Например, взаимодействие бозона Хиггса с Z-бозоном можно описать лагранжианом, учитывающим вклад аномального тензорного взаимодействия:

$$\mathcal{L} = -\frac{m_Z^2}{v} (1 + \eta_Z) H Z_\mu Z^\mu + \frac{\zeta_Z}{2v} H Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu}. \quad (3)$$

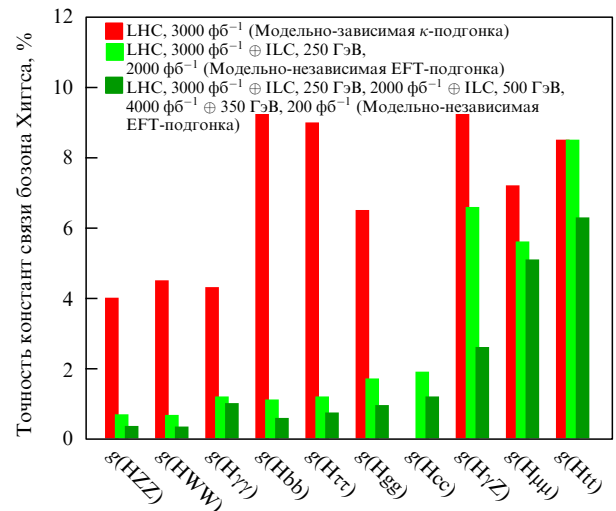


Рис. 6. (В цвете онлайн.) Точность определения констант связи бозона Хиггса, полученная в рамках эффективной теории поля (EFT) [18]. Оценки точности, полученные коллаборацией ATLAS для HL-LHC (High Luminosity LHC) при интегральной светимости 3000 фб^{-1} [28], сравниваются с оценками точности, ожидаемой при использовании комбинации измерений на LHC и ILC, в частности при наборе светимости 2 аб^{-1} в эксперименте на ILC при энергии 250 ГэВ. (Из работы [28].)

Здесь m_Z — масса Z -бозона, η_Z и ζ_Z — константы, учитывающие вклады стандартного и аномального взаимодействий соответственно. Аналогично можно учесть взаимодействие бозона Хиггса с W -бозоном. В этом подходе параметризация сечений и ширин принимает более сложный вид. Коэффициенты в формуле, включающей в себя константы η_Z и ζ_Z , будут изменяться в зависимости от энергии взаимодействия и конкретного процесса. В частности, процесс образования и распада бозона Хиггса при энергии 250 ГэВ будет давать разные параметризации:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow HZ) = (c_{SM}) (1 + 2\eta_Z + 5,7\zeta_Z),$$

$$\Gamma(H \rightarrow ZZ^*) = (c_{SM}) (1 + 2\eta_Z - 0,5\zeta_Z). \quad (4)$$

Здесь (c_{SM}) указывает на то, что слагаемые в правых частях соотношений (4), вычисленные в рамках Стандартной модели, корректируются соответствующими множителями, заменяющими простейшие κ -модификаторы. Адекватное описание констант связи в рамках эффективной теории поля требует более сложной процедуры обработки результатов измерений, соответствующая процедура предложена в работе [29].

2.4. Модели Новой физики

Ряд моделей Новой физики включает в себя расширение хиггсовского сектора. Простейший вариант расширения предлагает Минимальная суперсимметричная стандартная модель (Minimal Supersymmetric Standard Model, MSSM) [30]. Эта модель с точки зрения расширения хиггсовского сектора совпадает с двухдублетной моделью Хиггса типа II (Two-Higgs-Doublet Model, 2HDM). В рамках данной модели ожидается появление пяти хиггсовских полей, соответствующих двум CP -чётным скалярным частицам, лёгкому H_1 и тяжёлому H_2 ,

одной CP -нечётной частице A^0 и двум заряженным $H^\pm$. Надо отметить, что иногда лёгкий и тяжёлый бозоны Хиггса обозначаются как h^0 и H^0 соответственно. При этом лёгкий суперсимметричный бозон H_1 должен обладать свойствами, сходными со свойствами бозона Хиггса СМ, которые совпадают со свойствами обнаруженного в ЦЕРНе бозона с массой ~ 125 ГэВ. Данная модель будет приводить к небольшой модификации констант связи бозона Хиггса СМ в рождении и распаде в результате вкладов как "древесных", так и "петлевых" диаграмм. В рамках суперсимметричных моделей дополнительные вклады могут быть связаны с "петлевыми" вкладами суперсимметричных частиц. Существует множество разновидностей этих моделей, в частности, в моделях нескольких типов три нейтральных бозона Хиггса смешиваются, что должно приводить к появлению CP -нечётной компоненты у бозона Хиггса с массой 125 ГэВ.

В литературе в рамках общего 2HDM-подхода предлагается широкий спектр моделей конкретных типов. Кроме того, имеются расширения хиггсовского сектора с более сложной структурой. В частности, были предложены триплетные модели бозона Хиггса (Higgs Triplet Model, HTM) с ещё большим набором хиггсовских полей, в том числе с дважды заряженными бозонами Хиггса $H^{++/-}$. Вообще говоря, в рамках этих моделей должны существовать дополнительные тяжёлые бозоны Хиггса, однако пока они не обнаружены на LHC. Рождение дополнительных бозонов Хиггса со слабой связью на ILC возможно в реакциях типа:

- $e^+e^- \rightarrow HA^0$,
- $e^+e^- \rightarrow H^+H^-$,
- $e^+e^- \rightarrow H^\pm W^\mp$.

Другим распространённым примером расширения хиггсовского сектора является модель составного

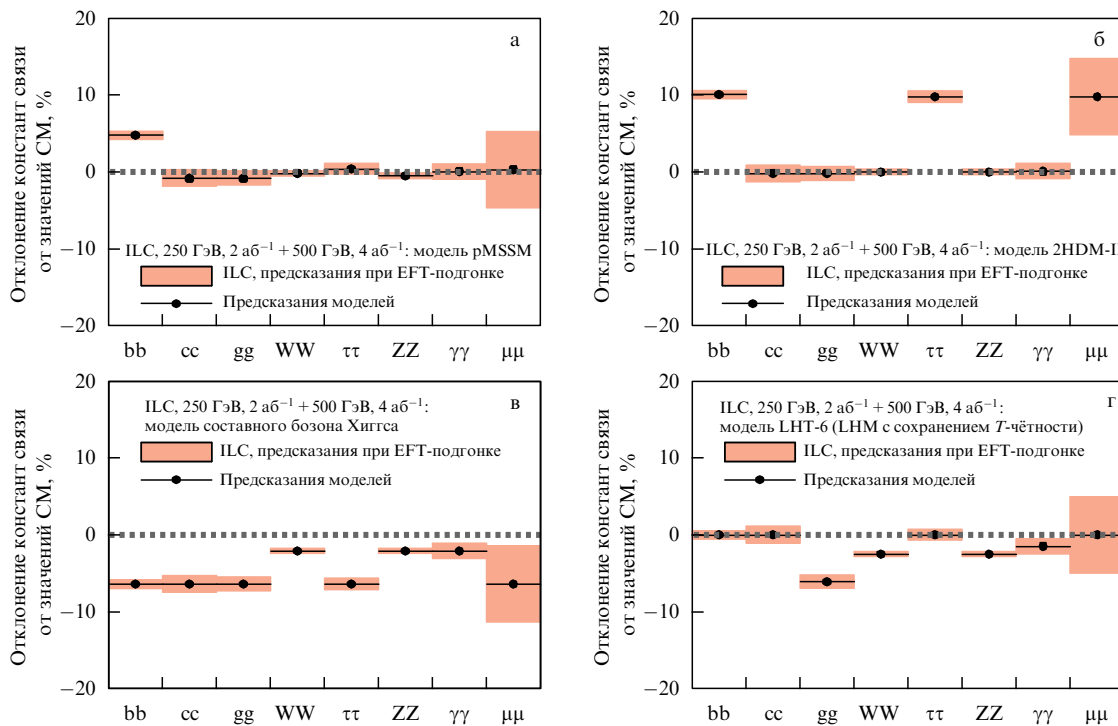


Рис. 7. Отклонение значений констант связи бозона Хиггса от предсказаний СМ для одного из вариантов MSSM (а), 2HDM-II (б), модели составного бозона Хиггса (в) и LHM (Little Higgs Model) (г). (Из работы [29].)

бозона Хиггса (composite Higgs) [31, 32]. Наиболее распространёнными вариантами такого подхода являются так называемая модель малого бозона Хиггса (Little Higgs Model, LHM) [33], а также теории с дополнительными измерениями пространства (Higher Dimensions) [34]. В рамках этих моделей новые сильные взаимодействия вводятся на энергетическом масштабе порядка 10 ТэВ. В LHM появляется дополнительно 10 бозонов Хиггса с массой в области нескольких ТэВ, включая лёгкий вырожденный бозон Хиггса с массой 125 ГэВ.

Экспериментального проявления моделей Новой физики можно ожидать в целом ряде измерений. Исследования в этом направлении детально описаны в обзоре [17]. Наиболее эффективным прямым методом поиска Новой физики является измерение констант связи бозона Хиггса. Примеры отклонения констант связи бозона Хиггса с массой 125 ГэВ от значений СМ в рамках разных моделей Новой физики приведены на рис. 7. Кроме того, имеется ряд других параметров, которые могут указывать на эффекты Новой физики. Одним из измерений таких параметров является получение верхнего предела вклада CP -нечётной компоненты бозона Хиггса. Также необходимо провести поиск редких распадов бозона Хиггса и редких процессов его рождения. Кроме того, требуется с высокой точностью измерить относительную вероятность распада бозона Хиггса в "невидимое" конечное состояние с целью поиска вклада возможного распада в новые неизвестные частицы. Любое отклонение от предсказаний СМ будет прямым указанием на вклад Новой физики.

2.5. Измерение CP -чётности бозона Хиггса

Для измерения вклада в принципе возможной в моделях Новой физики CP -нечётной примеси в бозоне Хиггса с массой 125 ГэВ можно использовать только определённые каналы рождения и распадов. В большинстве процессов спиновая информация либо теряется в результате адронизации, либо она не может быть извлечена. С практической точки зрения спиновый анализ возможен в четырёх процессах: а) в распаде $H \rightarrow ZZ^*$ с четырьмя лептонами в конечном состоянии; б) в процессе $e^+e^- \rightarrow HZ(1^+1^-)$; в) в распаде $H \rightarrow \tau^+\tau^-$, где продукты распада τ -лептона позволяют получить информацию о направлениях спинов τ -лептонов; г) в процессе $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}H$, где топ-кварк распадается до начала адронизации и, таким образом, продукты его распада сохраняют информацию о спиновой конфигурации процесса.

Наиболее простым для анализа является распад $H \rightarrow ZZ^*$ с четырьмя лептонами в конечном состоянии. Однако на ILC число реконструированных бозонов Хиггса в этом канале будет мало, данный канал лучше подходит для изучения на LHC. Кроме того, в данном канале трудно получить количественную оценку CP -нечётной примеси. Последнее связано с тем, что в стандартном описании этого взаимодействия CP -чётный бозон Хиггса распадается на два Z через "древесную" диаграмму, а CP -нечётный бозон Хиггса переходит в такое конечное состояние только через сильно подавленные "петлевые" диаграммы. В результате вклад CP -нечётной компоненты изначально сильно подавлен, поэтому он не может быть количественно определён в распаде $H \rightarrow ZZ^*$.

Тем не менее в EFT-подходе CP -нечётный вклад в распаде $H \rightarrow ZZ^*$ может достигать нескольких процен-

тов, если процессы Новой физики вводятся в виде аномального вклада [35], как в уравнении (3), где может возникать дополнительный член, соответствующий вкладу CP -нечётной тензорной компоненты:

$$\mathcal{L} = -\frac{m_Z^2}{v} (1 + a_Z) H Z_\mu Z^\mu + \frac{b_Z}{2v} H Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + \frac{\tilde{b}_Z}{2v} H Z_{\mu\nu} \tilde{Z}^{\mu\nu}, \quad (5)$$

где a_Z обеспечивает перенормировку, b_Z соответствует CP -чётной тензорной компоненте, а $\tilde{b}_Z$ отвечает за CP -нечётный вклад.

При анализе распада $H \rightarrow ZZ^*$ обычно используется стандартный набор углов (рис. 8а): углы вылета продуктов распадов Z и Z^* в их системе покоя, а также угол между плоскостями распадов Z и Z^* , который наиболее чувствителен к CP -нечётной примеси в бозоне Хиггса. Угловой анализ распада $H \rightarrow ZZ^*$ с использованием данного подхода проводился в экспериментах ATLAS [36] и CMS [37], где были получены верхние ограничения на то, что бозон Хиггса является чистым $J^P = 0^-$ -состоянием на уровнях доверительной вероятности 97,8 % и 97,6 % соответственно. Однако, как отмечалось выше, данный метод не позволяет получить оценки примеси CP -нечётной компоненты.

Такая же проблема возникает в процессе $e^+e^- \rightarrow ZH$, где CP -нарушение также проявляется в вершине ZZH , которая описывается "петлевой" диаграммой для CP -нечётной компоненты. Тем не менее, как и для распада $H \rightarrow ZZ^*$, в рамках EFT-подхода CP -нечётная компонента здесь также может давать наблюдаемый вклад. Надо отметить, что на ILC в канале $e^+e^- \rightarrow ZH$ можно реконструировать большое число событий на малом уровне фона и, соответственно, достичь высокой точности измерения CP -нечётной компоненты. Углы, чувствительные к CP -нарушению в этом процессе, показаны на рис. 8б. Метод измерения CP -нечётной примеси в канале $e^+e^- \rightarrow ZH$ в экспериментах на ILC обсуждается в [35].

Потенциально наиболее эффективным способом измерения CP -нечётной компоненты бозона Хиггса на ILC является распад $H \rightarrow \tau^+\tau^-$. С одной стороны, этот распад имеет большую относительную вероятность. С другой стороны, продукты распада τ -лептона могут быть использованы для измерения спиновой конфигурации. Для углового анализа можно использовать распады $\tau^\pm \rightarrow a^\pm \nu_\tau$, где $a^\pm = \pi^\pm, \rho^\pm, a_1^\pm, 1^\pm \nu_1$, однако для каждого конкретного канала имеются свои плюсы и минусы [38].

Лагранжиан для распада $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ можно представить в виде

$$\mathcal{L} = -\frac{m_\tau}{v} H \bar{\tau} (\cos \psi_{CP} + i \sin \psi_{CP} \gamma^5) \tau, \quad (6)$$

где m_τ — масса τ -лептона, угол ψ_{CP} характеризует соотношение CP -компонент бозона Хиггса. Нулевой

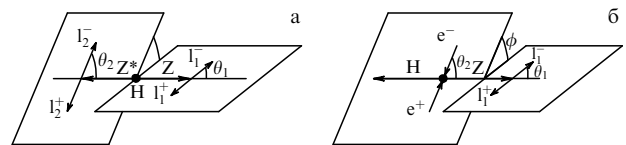


Рис. 8. Стандартный набор углов, измеряемых в распаде $H \rightarrow ZZ^*$ (а) и в процессе $e^+e^- \rightarrow HZ(11)$ (б), используемых в спиновом анализе: углы спиральности θ_1 и θ_2 и угол между плоскостями распадов ϕ .

угол смешивания, $\psi_{CP} = 0$, соответствует чистому CP -чётному состоянию, а угол $\psi_{CP} = \pi/2$ — чистому CP -нечётному состоянию.

Так же как и в случае распада $H \rightarrow ZZ^*$, наиболее чувствительным к измерению угла смешивания является угол между плоскостями распадов τ -лептонов. Наличие нерегистрируемого нейтрино в распадах τ -лептона усложняет процесс измерения, однако быстрые τ -лептоны распадаются на некотором расстоянии от первичной вершины, что позволяет определить плоскость распада из измерения их дочерних частиц. Для процесса $e^+e^- \rightarrow HZ$ с последующими распадами $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ и $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau$ параметры всех частиц могут быть определены посредством измерения прицельных параметров π -мезонов и использования законов сохранения [39]. Этим методом можно вычислить угол между плоскостями и оценить возможный вклад CP -нечётной компоненты. В работе [38] предлагается использовать модифицированный угол ϕ_{CP}^* между плоскостями, распределения по которому для CP -чётной и CP -нечётной компонент заметно различаются (рис. 9). По оценке, сделанной в работе [39], образец данных с интегральной светимостью 2 аб^{-1} , набранных при энергии 250 ГэВ, позволит получить точность измерения угла смешивания $\psi_{CP} 4,3^\circ$.

Процесс $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}H$ также может быть использован для поиска CP -нечётного вклада бозона Хиггса, однако для измерения этого процесса требуется энергия не менее 500 ГэВ. Особенностью данного процесса является возможность прямого наблюдения CP -нарушения, поскольку вклад в этот процесс дают три диаграммы (рис. 10).

Диаграмма на рис. 10в включает в себя вершину ZZH , в которой, как обсуждалось ранее, доминирует CP -чётный вклад. В то же время диаграммы на рис. 10а, б включают в себя $t\bar{t}H$ -вершину, в которой CP -нечётный вклад не подавлен. Интерференция этих диаграмм может привести к проявлению прямого CP -нарушения, которое может быть измерено с помощью нормированного тройного произведения:

$$\mathcal{O} = \frac{\mathbf{p}_t(\mathbf{p}_e^- \times \mathbf{p}_{\bar{t}})}{|\mathbf{p}_t||\mathbf{p}_e^-||\mathbf{p}_{\bar{t}}|}, \quad (7)$$

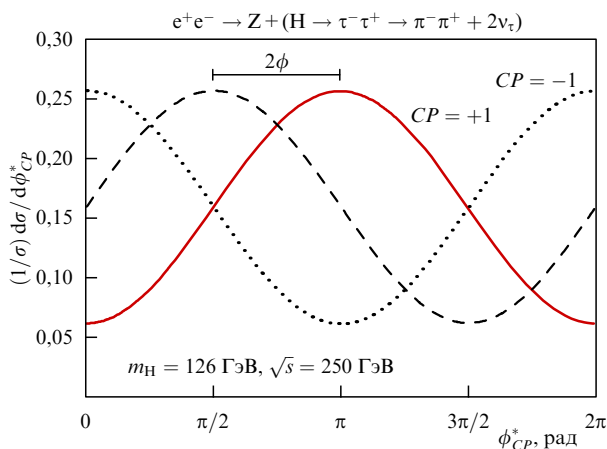


Рис. 9. Нормированное распределение по модифицированному углу ϕ_{CP}^* для процесса $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \pi^+\pi^- + 2\nu$. Сплошной пунктирной и штриховой кривыми показаны распределения для CP -чётного и CP -нечётного бозона Хиггса и их 50-процентной смеси соответственно.

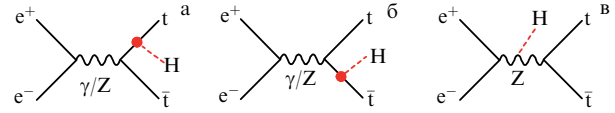


Рис. 10. Диаграммы, описывающие процесс $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}H$.

где $\mathbf{p}_t$, $\mathbf{p}_{\bar{t}}$ и $\mathbf{p}_{e^-}$ — импульсы топ-кварка, анти топ-кварка и электрона пучка [40]. Нормированное тройное произведение, вне зависимости от модели, должно равняться нулю в случае сохранения CP -чётности и отличаться от нуля в случае её нарушения. Вообще говоря, существуют и другие способы поиска CP -нарушения в процессе $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}H$, в частности посредством измерения энергетической зависимости сечения процесса или асимметрии рождения топ- и анти топ-кварков, но эти методы требуют точных теоретических предсказаний для случая чистого CP -чётного состояния и, таким образом, являются модельно-зависимыми. Подробнее возможности измерения CP -нарушения в процессах с топ-кварком описаны в работе [41].

Необходимо отметить, что CP -нарушение можно искать также в процессе парного рождения топ-кварков, $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$ [41]. В этом случае нарушение CP -чётности может быть связано с вершиной в "петлевой" диаграмме. Вклад таких диаграмм должен быть мал по сравнению с вкладом основной "древесной" диаграммы, и, соответственно, CP -нечётная компонента будет малой. Несмотря на сложность поиска малого CP -нарушения в этом процессе, некоторой компенсацией может служить большое сечение процесса.

2.6. Поиск редких распадов бозона Хиггса на ИЛС

Коллайдер ИЛС часто называют "фабрикой" бозонов Хиггса. При интегральной светимости $L_{\text{int}} \sim 2 \text{ аб}^{-1}$, набранной при энергии 250 ГэВ, можно получить образец данных, включающий в себя примерно 6×10^5 бозонов Хиггса. Соответственно, можно искать редкие распады с относительной вероятностью до $(2-20) \times 10^{-5}$, в зависимости от эффективности реконструкции сигнала и фоновых условий.

Одним из первых в списке редких распадов, поиск которых можно провести на ИЛС, является распад $H \rightarrow Z\gamma$, имеющий, как ожидается, относительную вероятность $\sim 1,5 \times 10^{-3}$. К сожалению, наиболее чистые лептонные моды распада $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$ имеют в совокупности относительную вероятность $6,7 \times 10^{-2}$, что существенно затрудняет поиск этого распада в связи с ~ 40 событиями, ожидаемыми при $L_{\text{int}} \sim 2 \text{ аб}^{-1}$. Соответственно, для увеличения числа событий необходимо использовать двухструйные моды распада типа $Z \rightarrow jj$. Эти моды распада заметно увеличат количество событий, однако будут приводить к появлению значительных фонов, которые необходимо эффективно подавить. Рождение энергетичного фотона в фоновых процессах связано в основном с радиацией в начальном состоянии (Initial State Radiation, ISR). При наборе образца данных с $L_{\text{int}} = 2 \text{ аб}^{-1}$ распад $H \rightarrow Z\gamma$, возможно, удастся увидеть, однако для этого необходимо решить различные методические проблемы.

Следующий в списке распад $H \rightarrow \mu^+\mu^-$ имеет относительную вероятность $2,17 \times 10^{-4}$. Ожидаемое число событий при полном наборе данных составляет ~ 100 ,

что должно предоставить возможность наблюдать данный распад [42]. Фоновые процессы связаны в первую очередь с рождением энергетичных мюонов в распадах $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и $W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$, однако высокое импульсное разрешение детекторов на ILC должно позволить выделить сигнал из этих фонов. Необходимо отметить, что данный распад представляет существенный интерес в связи с широко обсуждаемыми в последнее время наблюдениями отклонений относительных вероятностей лептонных распадов В-мезонов от предсказаний СМ — такие отклонения трактуются как проявление "нарушения лептонной универсальности". В связи с этим также представляет интерес поиск распада $H \rightarrow e^+ e^-$, имеющего в рамках СМ относительную вероятность, примерно в 40000 раз меньшую, чем распад на два мюона.

Оценка относительной вероятности распада $H \rightarrow J/\psi \gamma$ в рамках СМ составляет $\sim 2,5 \times 10^{-6}$ [43], и столь редкий распад невозможно увидеть даже в финальном образце данных. Однако необходимо провести поиск этого процесса, поскольку вклады Новой физики могут увеличить его вероятность.

Дополнительно к поиску редких распадов бозона Хиггса, разрешённых в рамках СМ, необходимо провести поиск как можно более широкого списка распадов, запрещённых в СМ. К таким процессам можно отнести распад $H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp$, идущий с нарушением лептонного аромата (Lepton Flavor Violation, LFV). Этот процесс может иметь экспериментально достижимую относительную вероятность в рамках целого ряда моделей Новой физики. Достаточно жёсткие ограничения, накладываемые на эти модели, могут быть получены из существующих измерений верхних пределов распадов τ -лептонов типа $\tau \rightarrow \mu \gamma$, однако в распадах бозона Хиггса ситуация может сильно отличаться.

Также следует провести поиск распада $H \rightarrow b\bar{s}$, относительная вероятность которого в СМ ожидается на уровне 10^{-7} , однако это значение может заметно возрасти в ряде моделей Новой физики, особенно в моделях Новой физики со смешиванием в хиггсовском секторе. Это связано с тем, что в ряде моделей ограничения на распады тяжёлых бозонов Хиггса типа $H_2 \rightarrow b\bar{s}$ отсутствуют или вводятся искусственно. С экспериментальной точки зрения поиск распада $H \rightarrow b\bar{s}$ технически сложен. Возможен поиск распадов бозона Хиггса с нарушением лептонного или кваркового ароматов в более лёгкие конечные состояния, однако такие распады, по теоретическим оценкам, сильно подавлены.

2.7. Изучение топ-кварка

Поскольку на первой стадии работы коллайдера ILC предложено ограничиться полной энергией 250 ГэВ, здесь только кратко опишем в принципе возможные исследования топ-кварка на e^+e^- -коллайдерах. Как видно из рис. 11, для изучения топ-кварка необходимо достичь полной энергии не менее 380 ГэВ, однако сечение процесса $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$ в максимуме вблизи порога ~ 700 фб. Формально возможны процессы с одиночным рождением топ-кварка при более низких энергиях, например $e^+e^- \rightarrow t\bar{s}$, однако вероятности таких процессов очень малы. Свойства топ-кварка можно изучать не только в основном канале $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$, но и в процессах $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}H$ и $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}Z$, однако сечения последних значительно меньше и энергия пучков должна быть заметно выше (см. рис. 11). Доминирующим каналом распада для

экспериментального изучения топ-кварка является $t \rightarrow Wb$, где W-бозон можно реконструировать как в лептонной моде с потерянным нейтрино, так и в адронной моде с двумя струями. По оценкам фоновые процессы при реконструкции топ-кварков могут быть существенно подавлены.

Топ-кварк является самым тяжёлым экспериментально наблюдаемым объектом, чем во многом обусловлен значительный интерес к нему. Точное измерение его параметров крайне важно с теоретической точки зрения. В частности, масса топ-кварка является фундаментальным параметром электрослабой теории, её значение сильно влияет на результаты расчётов "петлевых" поправок для различных процессов. Однако интерпретация понятия массы топ-кварка весьма неоднозначна.

Существует целый ряд теоретических определений массы топ-кварка. В частности, массу топ-кварка теоретически часто представляют как значение массового полюса, однако такое определение имеет существенные неопределённости, порядка константы квантовой хромодинамики L_{QCD} . Альтернативно можно определить массу топ-кварка из положения пика по массе 1S-резонанса или как $\overline{MS}$ -массу, определяемую в ренормализационной схеме. Два последних теоретических определения различаются незначительно, по оценкам разница не более чем 10 МэВ [45].

С экспериментальной точки зрения на адронных коллайдерах массу топ-кварка измеряют по реконструкции продуктов распада. В принципе этим методом получается заложенное в моделировании методом Монте-Карло значение массы, которое сложно связать с теоретическими определениями массы топ-кварка. Ожидаемая неопределённость в пересчёте полученного значения в теоретическое может достигать 1 ГэВ. Экспериментальные систематические погрешности на адронных коллайдерах сегодня немного меньше 0,5 ГэВ, с перспективой снижения в будущем на LHC при высокой светимости до 0,2 ГэВ [46]. Другим методом измерения массы топ-кварка на адронных коллайдерах является сравнение экспериментального сечения рождения $t\bar{t}$ -пары с результатами теоретических расчётов, включающих в себя

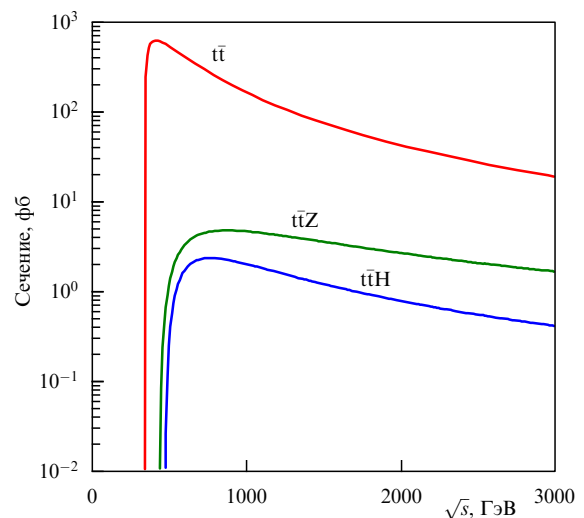


Рис. 11. Сечения процессов с рождением топ-кварков как функция энергии e^+e^- -коллайдера [44], полученная при моделировании с помощью генератора Whizard 2.

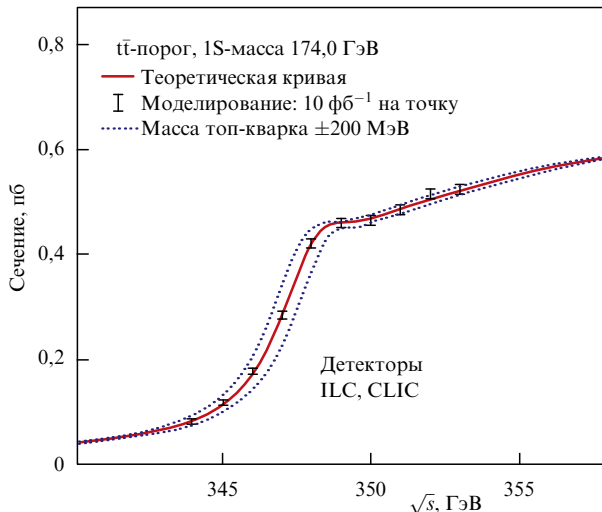


Рис. 12. Моделирование сравнения экспериментального измерения сечения рождения $t\bar{t}$ -пары с теоретическими кривыми [47]. Предлагается измерить сечение в 10 точках по энергии вблизи порога при интегральной светимости в каждой точке порядка 10 фб^{-1} . Массу топ-кварка в моделировании 174 ГэВ.

массу топ-кварка. Этот метод также имеет существенную модельную зависимость и большие неопределённости.

Намного точнее массу топ-кварка можно получить на e^+e^- -коллайдерах из измерения сечения рождения $t\bar{t}$ -пары при нескольких значениях по энергии вблизи порога рождения. Этот метод позволяет получить массу топ-кварка, которая точнее согласуется с теоретическими определениями массы и имеет значительно меньшую погрешность. Экспериментальная точность $\sim 20 \text{ МэВ}$ может быть достигнута при измерении 10 точек вблизи порога при интегральной светимости в каждой точке порядка 10 фб^{-1} [46, 47]. На рисунке 12 показано моделирование такого сравнения экспериментальных данных с теоретическими кривыми.

Важным фактором для использования такого метода измерения массы топ-кварка является точность теоретических предсказаний. За последнее время в этом направлении был достигнут существенный прогресс. В работе [48] представлены результаты расчётов сечения рождения $t\bar{t}$ -пары как функции энергии e^+e^- -коллайдера, выполненных в рамках приближений NLO (next-to-leading order), NNLO (next-to-NLO) и $N^3\text{LO}$ (next-to-next-to-NLO). Существенную неопределённость в эти вычисления вносит погрешность измерения α_s , однако точность этого параметра должна существенно возрасти за время строительства линейного коллайдера. Следует отметить, что метод измерения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$ позволяет получить значение массы топ-кварка, близкое к теоретической интерпретации по массе 1S-резонанса. Полная теоретическая погрешность, включающая в себя погрешность вычислений и неопределённость в соотношении экспериментального и теоретического значений, в данном методе $\sim 50 \text{ МэВ}$ [44, 46].

Ширина топ-кварка также является важным параметром теории. Непосредственное измерение ширины на адронных коллайдерах, которое сложно с методической точки зрения, приводит к большим погрешностям. Значение ширины можно получить косвенным образом, измеряя сечение рождения одиночного топ-кварка. Сред-

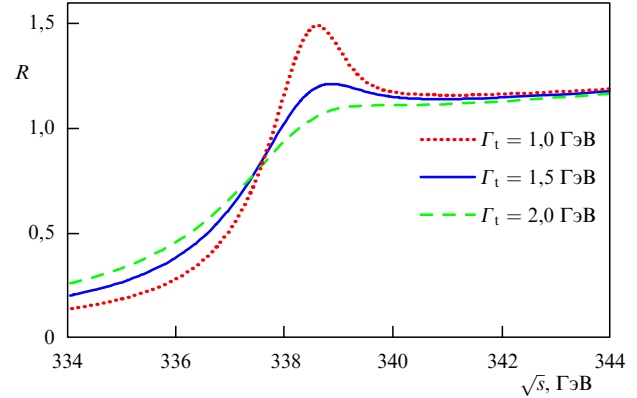


Рис. 13. Расчёты сечения рождения $t\bar{t}$ -пары, нормированного на значение $\sigma(\mu^+\mu^-)_{\text{QED}}$, как функции энергии e^+e^- -коллайдера для разных значений ширины топ-кварка. В моделировании принимались значения $m_t = 170 \text{ ГэВ}$ и $\alpha_s(30 \text{ ГэВ}) = 0,142$.

нее значение, согласно коллаборации PDG (Particle Data Group) [21], $\Gamma_t = 1,41^{+0,19}_{-0,15}$ включает в себя измерения на адронных коллайдерах, выполненные с использованием обоих методов, и согласуется с теоретическими предсказаниями лишь в пределах больших погрешностей. Более высокая точность измерения ширины топ-кварка может быть получена на e^+e^- -коллайдере также из измерения сечения рождения $t\bar{t}$ -пары вблизи порога. Эволюция теоретических предсказаний, полученных в работе [17], показана на рис. 13. Как видно, с увеличением ширины топ-кварка возрастание сечения в области 1S-резонанса становится менее крутым.

Надо отметить, что вклад "петлевой" диаграммы с обменом бозоном Хиггса между топ- и антитоп-кварками приводит к возрастанию сечения рождения $t\bar{t}$ -пары порядка 10 % как при больших энергиях, так и вблизи порога [17]. С использованием этого свойства константа связи $t\bar{t}H$ может быть косвенным образом получена из измерения сечения рождения $t\bar{t}$ -пары с точностью в несколько десятков процентов.

Ещё одним важным измерением, которое может быть выполнено на линейном e^+e^- -коллайдере с существенно более высокой точностью, чем на LHC, является измерение констант связи топ-кварка с Z-бозоном и фотоном [3]. На e^+e^- -коллайдерах вершины $t\bar{t}Z$ и $t\bar{t}\gamma$ непосредственно участвуют в лидирующих диаграммах процесса $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$ и включены явным образом. Векторный и аксиально-векторный вклады от $t\bar{t}Z$ - и $t\bar{t}\gamma$ -вершин можно разделить экспериментально, набирая данные при различных, желательно противоположных, поляризациях пучков и измеряя асимметрию рождения топ-кварков A_{FB} и поляризацию топ-кварков. Как отмечалось ранее, поляризация топ-кварка может быть измерена по угловым распределениям продуктов его распада, поскольку распад топ-кварка происходит до его адронизации.

С теоретической точки зрения измерения констант связи $t\bar{t}Z$ и $t\bar{t}\gamma$ чрезвычайно важны, поскольку они могут сильно изменяться в различных моделях Новой физики. Значительное изменение этих величин ожидается в ряде моделей составного бозона Хиггса, в особенности в их вариантах с дополнительными пространственными размерностями. В частности, в модели Рэндалл и Сандрума (Randall – Sundrum) [49], где возникают дополнительные массивные калибровочные бозоны с массами от 4 ТэВ до

нескольких десятков ТэВ, так называемые частицы, или моды, Калуцы–Клейна, константы связи $t\bar{t}Z$ и $t\bar{t}\gamma$ будут заметно отклоняться от значений СМ. По оценкам значимость таких отклонений может составлять более 3σ при наборе данных с интегральной светимостью 500 фб^{-1} при энергии 500 ГэВ.

Существует целый ряд других важных измерений топ-кварка, которые планируется провести на e^+e^- -коллайдерах. Реконструкция массы и ширины топ-кварка может быть проведена по продуктам распада. Поиск редких распадов топ-кварка возможен для процессов с относительной вероятностью выше чем $10^{-3} - 10^{-4}$, в зависимости от фоновых условий. Этому условию удовлетворяет распад $t \rightarrow Ws$, поиск которого весьма актуален. Также важно измерить разности масс топ- и антитоп-кварков, что является тестом на нарушение CPT -инвариантности.

Подводя итог сказанному выше, отметим, что изучение топ-кварка на e^+e^- -коллайдерах должно быть проведено в трёх областях по полной энергии. Необходимо набрать образец данных с $L_{\text{int}} \sim 100 \text{ фб}^{-1}$ вблизи порога рождения $t\bar{t}$ -пары и по крайней мере с L_{int} в несколько сотен фб^{-1} в пике сечения рождения $t\bar{t}$ -пары при энергии $\sim 380 \text{ ГэВ}$, а также в несколько сотен фб^{-1} в области открытия трёхчастичных каналов при энергии 500–550 ГэВ.

2.8. Поиск частиц Новой физики

Возможности поиска частиц Новой физики на e^+e^- -коллайдерах при энергии 250 ГэВ существенно ограничены. Если на LHC будут обнаружены новые тяжёлые частицы, то это потребует пересмотра концепции строительства линейного коллайдера с целью достижения более высоких энергий. Тем не менее возможен прямой поиск частиц Новой физики с малыми константами связи с частицами СМ, а также могут быть применены косвенные методы поиска. Возможные методы поиска частиц Новой физики на ILC для проверки различных теоретических моделей описаны в обзоре [50]. В этом разделе кратко рассмотрены три важных измерения, которые можно выполнить на ILC.

Одним из этих измерений является детальное изучение процесса $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$, где фермионы f — это все возможные кварки или лептоны, которые могут быть реконструированы и идентифицированы экспериментально. Так же как и в процессе $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$, рассмотренном в разделе 2.7, доминирующие диаграммы СМ, описывающие процессы $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$, включают в себя вершины $f\bar{f}Z$ и $f\bar{f}\gamma$. Однако в целом ряде моделей Новой физики при измерении соответствующих констант связи могут возникать отклонения от значений СМ; обзор таких моделей представлен в [51]. В частности, такие отклонения могут проявляться в моделях с новыми калибровочными бозонами, составными фермионами и дополнительными пространственными размерностями. Измерения таких констант связи проводились ранее на LEP (Large Electron-Positron collider) и в SLAC¹, однако ожидаемая интегральная светимость на ILC позволит существенно повысить их точность. Интересно, что константы связи $b\bar{b}Z$, полученные на LEP, значительно отличаются от

предсказанных СМ [52], и они должны быть измерены более аккуратно.

Особое место в моделях Новой физики занимает Z' -бозон, более тяжёлый аналог Z -бозона. В частности, Z' -бозон предсказывается в различных вариантах Теории великого объединения (Grand Unification Theory, GUT), основанных на $SO(10)$ -группе. На LHC проведён поиск Z' -бозона, и на сегодняшний день получен верхний предел его массы $\sim 3 \text{ ТэВ}$.

На ILC метод выделения вклада от тяжёлого Z' -бозона при доминирующем вкладе вершин $f\bar{f}Z$ и $f\bar{f}\gamma$ подобен тому, который описан в разделе 2.7 для процесса парного рождения топ-кварков. Необходимо измерить сечения процессов при разных поляризациях пучков. При этом должны быть изучены угловые распределения конечных состояний, желательно при разных полных энергиях. Для поиска вклада Z' -бозона важно провести измерение парного рождения кварков или лептонов с разными ароматами. В результате такого изучения на ILC можно будет определить этот вклад или исключить возможность такого вклада Z' -бозона с массой до 5 ТэВ при предположении подобия свойств Z - и Z' -бозонов, а в рамках некоторых моделей — и до 10 ТэВ.

Следующим методом поиска Новой физики при полной энергии 250 ГэВ является изучение спектра радиационных фотонов. В результате радиации в начальном состоянии могут рождаться энергетичные фотоны, спектр которых чувствителен к проявлению Новой физики. В качестве примера можно привести поиск слабодействующих частиц тёмной материи (Weakly Interacting Massive Particles, WIMP), предложенный в работе [53]. В этой работе рассматривается возможность поиска процесса $e^+e^- \rightarrow \chi\chi\gamma$, в котором WIMP — частица χ с массой до 100 ГэВ — не регистрируется детектором. В данном подходе предлагается использовать метод недостающей массы к фотону. Надо отметить, что интерес также представляет экспериментальный поиск монохроматических ISR-фотонов, которые могут появляться в специфических моделях Новой физики.

Так же как и в предыдущем методе, частицы X Новой физики с массой в области нескольких десятков ГэВ можно искать в канале $e^+e^- \rightarrow ZX$, анализируя распределение по недостающей массе к Z -бозону. Данный метод использовался в экспериментах на LEP, но на линейном коллайдере чувствительность должна быть значительно выше. В последнее время вновь возродился интерес к поиску частиц Новой физики с массой в области нескольких десятков ГэВ и очень малыми константами связи, поэтому данный анализ даже при негативном результате поиска позволит установить ограничения для ряда моделей Новой физики.

Три рассмотренных метода поиска Новой физики можно применить уже при энергии 250 ГэВ, однако они будут лучше работать при больших значениях энергии ILC, в частности при 500 ГэВ. Существуют и другие возможные методы поиска новых частиц и явлений на линейном коллайдере, но для них также потребуется энергия выше 250 ГэВ.

2.9. Прецизионное измерение параметров электрослабой теории

Измерение параметров электрослабой теории с высокой точностью является весьма актуальной задачей. Многие такие измерения были выполнены на LEP, однако

¹ Национальная ускорительная лаборатория SLAC, до 2008 г. — Центр Стэнфордского линейного ускорителя (Stanford Linear Accelerator Center (SLAC)).

имеется несколько причин, требующих проведения подобных измерений на ILC. Во-первых, поляризованные пучки на ILC открывают новые возможности, в частности, для подавления фонов. Во-вторых, ожидаемая интегральная светимость на ILC примерно в 1000 раз больше, чем на всех четырёх экспериментах LEP. В-третьих, благодаря более современным технологиям детекторы на ILC будут иметь существенно более высокую точность, например импульсное разрешение трека будет улучшено на один-два порядка. В-четвёртых, до сих пор сохраняется некоторое расхождение при совместном описании параметров СМ, требующее повышения точности измерений.

Для изучения слабых процессов на ILC при энергии 250 ГэВ наиболее удобны каналы с большими сечениями: $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ и $e^+e^- \rightarrow ZZ$. В первую очередь измерения в этих каналах позволят существенно повысить точность измерения массы, ширины и констант связи W - и Z -бозонов. Также можно будет детально изучить структуру констант связи γWW и ZWW . Во многих моделях Новой физики возможно отклонение этих констант связи от значений СМ. Одним из методов введения Новой физики является EFT-формализм, в котором вводится тензорное взаимодействие, подобно тому как это сделано в уравнении (3).

Кроме двухчастичных каналов возможно одиночное рождение W -бозона в канале $e^+e^- \rightarrow W^\pm e^\mp \nu$, однако сечение этого процесса мало. При более высоких энергиях можно изучать каналы с тремя векторными бозонами: $e^+e^- \rightarrow ZW^+W^-$ и $e^+e^- \rightarrow ZZZ$. Определение точной величины сечений для различных каналов с рождением векторных бозонов, помимо того что оно представляет интерес с теоретической точки зрения, важно для оценок фона при изучении других процессов.

Одним из потенциально важных измерений на ILC является прецизионное измерение массы W -бозона. Точное измерение массы W -бозона можно осуществить, набирая данные вблизи порога двухчастичного канала, однако в настоящее время такая опция не планируется. При энергии 250 ГэВ необходимо провести реконструкцию продуктов распада W -бозона с учётом кинематических условий. Систематическая погрешность будет доминирующей, поскольку набор большого количества W -бозонов позволит существенно снизить статистическую погрешность. С использованием метода реконструкции на ILC ожидается измерить массу W -бозона с точностью порядка нескольких МэВ — уровень, который соответствует чувствительности к "петлевым" поправкам различных частиц Новой физики [54].

3. Технические аспекты экспериментов на e^+e^- -коллайдере

Как отмечалось в разделе 1, в настоящее время базовый вариант проекта ILC включает в себя линейный e^+e^- -коллайдер с полной энергией 250 ГэВ и два детектора, ILD и SiD. Однако дополнительно к базовой версии имеется ряд интересных идей по другим режимам работы на линейных e^+e^- -коллайдерах. В частности, возможен набор данных в пике массы Z -бозона, по объёму во много раз превышающий набор данных на LEP. Данная возможность обсуждалась на более ранних стадиях подготовки проекта, но была отвергнута по экономическим соображениям.

Существует также проект по преобразованию e^+e^- -коллайдера в $\gamma\gamma$ -коллайдер. Технически это может быть реализовано с помощью мощных короткоимпульсных лазеров, фотоны которых рассеиваются на электронах при большой передаче импульса. Такой $\gamma\gamma$ -коллайдер позволит провести целый ряд важных актуальных измерений [19]. Данная опция пока не получила развития ввиду ограниченности ресурсов. Несколько интересных измерений можно выполнить на e^+e^- -коллайдере, но это, по-видимому, не потребует существенной переработки проекта. Потенциал развития e^+e^- -коллайдеров очевиден, и, несомненно, он будет реализован.

3.1. Структура ILC

Схема ускорительного комплекса ILC, предложенная в Technical Design Report (TDR) [1], показана на рис. 14. Коллайдер такой конфигурации, рассчитанный на полную энергию в интервале 250–500 ГэВ, имеет длину около 31 км. При этом на инженерном уровне предусматривалась возможность увеличения длины коллайдера до 50 км с целью достижения полной энергии 1 ТэВ. В настоящее время предложено на первом этапе ограничиться энергией 250 ГэВ, что позволит уменьшить длину коллайдера до 20 км. При уменьшении размера общая схема ускорительного комплекса остаётся прежней. Предлагаемая схема ускорения частиц основана на 1,3-гигагерцевой сверхпроводящей радиочастотной технологии, планируемая светимость коллайдера должна достигать $2 \times 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. В TDR заложены средний градиент ускорения $31,5 \text{ МэВ м}^{-1}$ и длительность импульса порядка 1,6 мс. В последней версии технического проекта предполагается возможность увеличения градиента до 35 МэВ м^{-1} . Стабильность энергии пучка должна быть на уровне 0,1 %.

Электронные и позитронные пучки получают разными методами. Электронный пучок производится на фотокатодном поляризованном источнике, а позитроны рождаются при конверсии на мишени высокоэнергетичных фотонов, образующихся в специально встроённом на электронном пучке 147-метровом сверхпроводящем спиральном ондуляторе. В дальнейшем позитроны поляризуются, охлаждаются и затем вводятся в накопительное кольцо. Образующиеся на источнике электроны уже поляризованы, их пучки также формируются и впрыскиваются в электронное накопительное кольцо. В базовом варианте имеются два накопительных кольца, для электронов и позитронов при энергии $\sim 5 \text{ ГэВ}$. Затем электроны и позитроны из накопительного кольца поступают в систему транспортировки к ускорителю Linac (от англ. Linear Accelerator). Эта система состоит из 15-километровой части, фокусирующей частицы с энергией 5 ГэВ и доставляющей их к месту разворота на 180° . После разворота электроны и позитроны ускоряются до энергий от 5 до 15 ГэВ и затем попадают в основную Linac-систему, где производится их окончательное ускорение. Ключевым компонентом, ускоряющим частицы до конечных энергий, является 11-километровая Linac-система, состоящая из сверхпроводящих радиочастотных ниобиевых резонаторов. После ускорения частицы попадают в систему конечной транспортировки пучков, где они дополнительно фокусируются и сталкиваются в центре детектора.

В области столкновения пучки имеют очень малые размеры, что позволяет достичь высокой светимости.

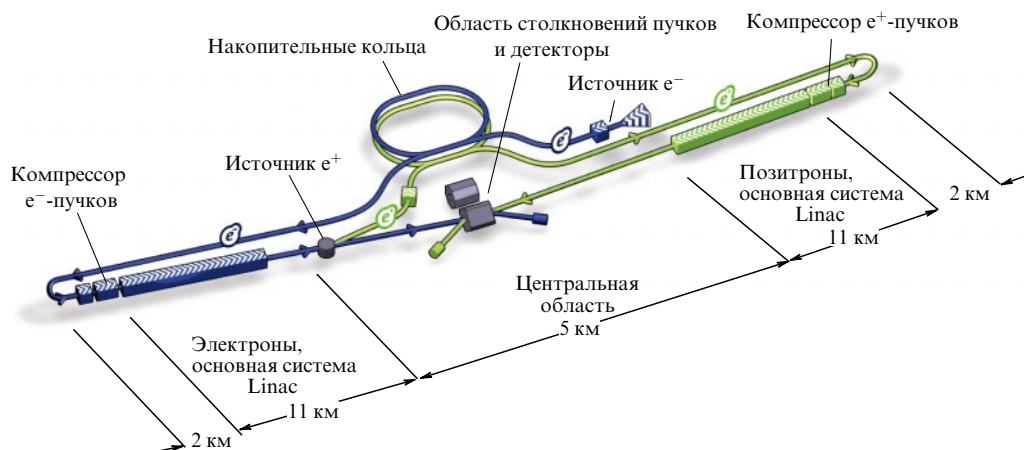


Рис. 14. Схема ускорительного комплекса ILC, включающая в себя все основные подсистемы.

Вертикальный размер пучка в области столкновения 5–8 нм, горизонтальный — около 0,7 мкм. Пучки сталкиваются под углом 14 мрад. Планируемые токи пучков должны составлять $\sim 5\text{--}10$ мА. Ожидаемая частота e^+e^- -столкновений порядка 5–10 Гц, что позволит проводить набор данных без триггерной системы. После достижения точки столкновения пучки расходятся и тормозятся в демпфирующей системе.

3.2. Детектор ILD

Предложенный на сегодняшний день вариант детектора ILD заметно отличается от детекторов ATLAS и CMS, установленных на LHC. Это обусловлено рядом причин. Фоновая загрузка ILD будет значительно ниже, чем у детекторов на LHC, в силу принципиального различия режимов работы e^+e^- - и адронного коллайдеров. Ввиду более низкого диапазона энергий частиц, регистрируемых на ILD, нет необходимости создавать детектор гигантских размеров. С другой стороны, за годы, прошедшие после строительства LHC, появился ряд новых современных технологий, которые были использованы при разработке ILD. Всё это позволило спроектировать детектор ILD, имеющий рекордно высокие точности измерения координат вторичных вершин, импульсов заряженных частиц и энергии струй.

Общий вид ILD [2] на платформе и расположение субдетекторов в квадранте показаны на рис. 15 [19].

Основной акцент при разработке детектора был сделан на достижение высокого разрешения при реконструкции частиц. Существенное влияние также оказало развитие метода потока частиц [55] и адаптации детектора к возможному использованию этого метода. Детектор ILD имеет относительно небольшой размер, является герметичным и покрывает большой угловой интервал.

Как видно из рис. 15б, ближе всего к точке взаимодействия расположен вершинный детектор, представляющий собой многослойный пиксельный полупроводниковый детектор. Вершинный детектор важен для точного измерения импульсов заряженных треков как дополнение к трекеру вблизи вершины, а также для высокоточного измерения вторичных вершин. Вершинный детектор должен обладать высокой радиационной стойкостью. Пространственное разрешение вершинного детектора при использовании предлагаемых технологий будет достигать 3–5 мкм.

Измерение импульсов заряженных треков будет проводиться с помощью время-проекционной камеры (TPC), занимающей относительно большой объём в детекторе. Устройство камеры основано на том, что образующиеся ионизационные кластеры дрейфуют к её стенке, при этом координаты трека x и y измеряются по проекции, а координата z — по времени дрейфа. Такая технология позволяет получить большое число (до 224) измерений координаты, при этом точность измерения каждой точки

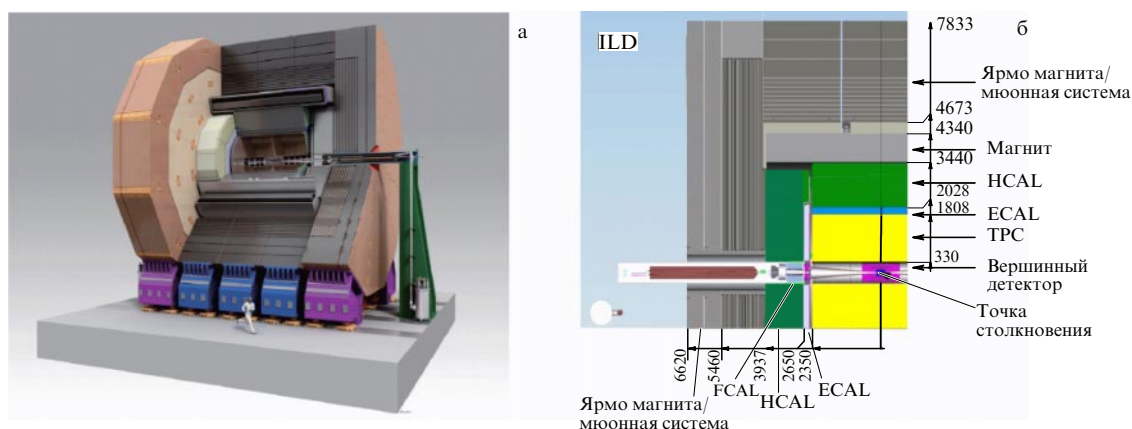


Рис. 15. Детектор ILD в изометрии (а) и расположение детекторов в квадранте (б). HCAL — адронный калориметр, ECAL — электромагнитный калориметр, FCAL — передний калориметр, TPC (Time Projection Chamber) — время-проекционная камера. Размеры указаны в миллиметрах.

по всем трём координатам порядка 100 мкм. В результате трекер имеет чрезвычайно высокое разрешение по импульсу, $\sigma_{1/p_T} = 2 \times 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-1}$. Это примерно в 10 раз лучше точности измерения импульсов заряженных частиц в детекторе CMS. Эффективность реконструкции треков с импульсом более 1 ГэВ будет близка к 100 %. Недостатком время-проекционной камеры является её большое мёртвое время, однако для эксперимента на линейном коллайдере это не критично. Трекерная система будет дополнена системой установленных за ТРС стриповых кремниевых детекторов, позволяющих повысить точность измерения импульсов треков.

Трекерная система окружена электромагнитным калориметром (ECAL) и далее адронным калориметром (HCAL). Особенностью калориметров детектора ILD является очень высокая гранулярность. С одной стороны, это даёт возможность эффективно разрешить близкие по углу фотоны в ECAL. С другой стороны, HCAL позволит достичь высокого энергетического разрешения струй, ожидаемого на уровне $\sigma_E/E \sim 3-4\%$, что эквивалентно $30\%/\sqrt{E}$ при 100 ГэВ. В частности, это важно для разделения Z- и W-бозонов в адронных модах распада.

Необходимо отметить, что высокая гранулярность калориметров позволяет применять метод потока частиц, что существенно повышает энергетическое разрешение струй. В частности, в базовом варианте адронного калориметра размер ячейки составляет $3 \times 3 \text{ см}^2$, что позволяет в большинстве случаев проследить индивидуальную траекторию и энергосодержание заряженных частиц даже в случае их образования в составе струи. Таким образом, энергия летящих из первичной вершины заряженных частиц, измеренная в адронном калориметре, может быть заменена величиной, полученной при измерении их импульса в трекерной системе.

Сразу за калориметром будет расположена катушка сверхпроводящего магнита, обеспечивающая аксиальное магнитное поле 3,5 Тл во внутренней части детектора. Расположенное далее железное ярмо магнита, расположенное сцинтилляционными стриповыми детекторами или плоскостными резистивными камерами, обеспечит надёжную идентификацию мюонов. В настоящее время окончательный выбор между этими двумя технологиями мюонных детекторов ещё не сделан.

На ILC также планируется установить второй детектор — SiD, несколько отличающийся концептуально от ILD. На ILC имеется только одна точка взаимодействия, поэтому планируется поочерёдно устанавливать эти детекторы на пучок. Возможно, впоследствии в целях экономии будет решено ограничиться только одним детектором, и тогда необходимо будет собрать воедино лучшие детекторные технологии, развитые в обоих коллораборациях за долгие годы их работы.

3.3. Моделирование методом Монте-Карло

Для моделирования методом Монте-Карло (МК) изучаемых процессов и оптимизации конструкции ILD был разработан пакет программ ILCSoft. Хранение и передача данных между программами этого пакета осуществляется в формате *slcio*. Генерация первичных взаимодействий производится программой Whizard [56]. Альтернативно для этого можно использовать программу CompHEP [57], разработанную в Московском государственном университете им. М.В. Ломоносова (МГУ). Эти программы позволяют генерировать различные

процессы на матричном уровне, выбирая при этом определённые промежуточные и конечные состояния.

Одним из важных вопросов моделирования событий на линейном коллайдере является точный учёт радиационных эффектов пучков частиц, таких как излучение фотонов в начальном состоянии (ISR), излучение фотонов в конечном состоянии (FSR) и излучение фотонов частицами одного из сталкивающихся банчей в электромагнитном поле другого банча (*beamstrahlung*). Эти эффекты могут существенно исказить форму сигнала и привести к дополнительной фоновой загрузке детектора, в особенности в областях, расположенных близко к пучкам. Вылет радиационных фотонов в основном происходит под малыми углами к направлению движения излучающего электрона или позитрона. В случае излучения энергетичного ISR-фотона продольная по отношению к пучку компонента импульса в событии не будет сохраняться. В поперечном направлении ISR-фотоны, как правило, не приводят к заметному нарушению сохранения импульса. В каналах с лептонами в конечном состоянии возможно излучение FSR-фотонов, в результате чего может искажаться форма сигнала по инвариантной массе частиц, распадающихся в лептоны.

В рамках пакета Whizard существуют соответствующие программы, позволяющие осуществить моделирование ISR- и *beamstrahlung*-эффектов. Моделирование FSR в настоящее время проводится с помощью внешних программных продуктов. К сожалению, для точного учёта радиационных эффектов с высоким уровнем детализации должна быть известна конфигурация пучков в области столкновения. В настоящее время моделирование пучков имеет большие неопределённости. Как ожидается, используемая сейчас приближённая модель пучков должна достаточно адекватно описывать радиационные эффекты. Пример искажения, обусловленного радиационными эффектами, приведён на рис. 5, из которого видно, что форма сигнала становится существенно не гауссовой при учёте этих эффектов в моделировании.

Полученные в результате программной генерации первичные частицы обрабатываются программой симуляции детектора DD4HEP (Detector Description for High Energy Physics), основанной на стандартном программном пакете Geant-4. В программе симуляции детектора его геометрия может изменяться, что позволяет сравнивать результаты анализа какого-либо процесса при разных конфигурациях детектора. Затем полученные в результате симуляции данные, включающие в себя стандартный набор откликов субдетекторов, подвергаются реконструкции с помощью программы Marlin. Эта же программа позволяет провести первичный физический анализ результатов моделирования.

4. Заключение

В данном обзоре кратко рассмотрена программа физических исследований на линейном e^+e^- -коллайдере ILC при энергии 250 ГэВ и выше. Проект ILC является детально проработанным проектом как с точки зрения технологии строительства коллайдера и детекторов, так и с точки зрения физической программы исследований. Ожидается, что решение о строительстве коллайдера ILC в Японии будет принято в ближайшее время. Однако даже в случае негативного решения сам проект настолько актуален, что он всё равно рано или поздно будет

реализован в той или иной стране. Существуют близкие по сути проекты в ЦЕРНе (CLIC) и Китае (СерС), которые могут перенять эстафету у ILC. Мы же будем надеяться на то, что строительство коллайдера ILC в Японии начнётся в ближайшее время.

Благодарности. Автор благодарен Д.С. Денисову за ценные замечания по тексту обзора. Работа поддержана Министерством образования и науки РФ (грант по постановлению Правительства РФ № 220, договор 14.W03.31.0026).

Список литературы

- Adolphsen C et al. (Eds), The International Linear Collider Technical Design Report Vol. 3 (2013); arXiv:1306.6328
- Behnke T et al. (Eds), The International Linear Collider Technical Design Report Vol. 4 (2013); arXiv:1306.6329
- Baer H et al. (Eds), The International Linear Collider Technical Design Report Vol. 2 (2013); arXiv:1306.6352
- Tigner M *Nuovo Cimento* **37** 1228 (1965)
- Amaldi U *Phys. Lett. B* **61** 313 (1976)
- Richard F et al., TESLA Technical Design Report; hep-ph/0106314
- Accomando E et al. (ECFA/DESY LC Physics Group) *Phys. Rep.* **299** 1 (1998)
- Boos E et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **472** 100 (2001)
- Aguilar-Saavedra J A et al. (ECFA/DESY LC Physics Group), hep-ph/0106315
- Badelek B et al. (ECFA/DESY LC Physics Group) *Int. J. Mod. Phys. A* **19** 5097 (2004)
- Linssen L et al., arXiv:1202.5940
- Lebrun P et al., arXiv:1209.2543
- Dou W et al. *Chinese Phys. C* **37** 097003 (2013)
- Ruan M et al. *Phys. Rev. Lett.* **112** 012001 (2014)
- Weiglein G et al. (LHC/LC Study Group) *Phys. Rep.* **426** 47 (2006)
- Brau J E et al., arXiv:1210.0202
- Moortgat-Pick G et al. *Eur. Phys. J. C* **75** 371 (2015)
- Fujii K et al., arXiv:1710.07621
- Asner D M et al. (ILC Higgs White paper), arXiv:1310.0763
- Fujii K et al., arXiv:1506.05992
- Patrignani C et al. (Particle Data Group) *Chinese Phys. C* **40** 100001 (2016), and 2017 update
- Thomson M A *Eur. Phys. J. C* **76** 72 (2016)
- de Florian D et al. (LHC Higgs Cross Section Working Group), CERN Yellow Reports: Monographs Volume 2/2017, CERN–2017–002-M (Geneva: CERN, 2017) <http://dx.doi.org/10.23731/CYRM-2017-002>; arXiv:1610.07922
- Dürrig C et al., arXiv:1403.7734
- Yan J et al. *Phys. Rev. D* **94** 113002 (2016)
- Aad G et al. (ATLAS Collab.) *Eur. Phys. J. C* **75** 335 (2015)
- Khachatryan V et al. (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **736** 64 (2014)
- Ajaib A, arXiv:1310.8361
- Barklow T et al. *Phys. Rev. D* **97** 053003 (2018)
- Gunion J F, Haber H E *Nucl. Phys. B* **272** 1 (1986)
- Weinberg S *Phys. Rev. D* **13** 974 (1976)
- Espinosa J R, Grojean G, Muehlleitner M, arXiv:1202.1286
- Han T, Logan H E, Wang L-T *JHEP* **2006** 099 (2006)
- Espinosa J R, Grojean C, Muehlleitner M *EPJ Web Conf.* **28** 08004 (2012)
- Beneke M, Boito D, Wang Yu-M *J. High Energ. Phys.* **2014** 28 (2014)
- Aad G et al. (ATLAS Collab.) *Phys. Lett. B* **726** 120 (2013)
- Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **110** 081803 (2013)
- Berge S, Bernreuther W, Spiesberger H *Phys. Lett. B* **727** 488 (2013)
- Jeans D, Wilson G W *Phys. Rev. D* **98** 013007 (2018)
- Godbole R M et al. *Eur. Phys. J. C* **71** 1681 (2011)
- Atwood D et al. *Phys. Rep.* **347** 1 (2001)
- Kawada S, List J, Berggren M, arXiv:1801.07966
- Bodwin G T et al. *Phys. Rev. D* **88** 053003 (2013)
- Vos M, arXiv:1604.08122
- Marquard P et al. *Phys. Rev. Lett.* **114** 142002 (2015)
- Vos M, arXiv:1701.06537
- Seidel K et al. *Eur. Phys. J. C* **73** 2530 (2013)
- Beneke M et al. *Phys. Rev. Lett.* **115** 192001 (2015)
- Randall L, Sundrum R *Phys. Rev. Lett.* **83** 3370 (1999)
- Fujii K et al., arXiv:1702.05333
- Langacker P *Rev. Mod. Phys.* **81** 1199 (2009)
- Bagger J A (ed.) (The ALEPH Collab., The DELPHI Collab., The L3 Collab., The OPAL Collab., The SLD Collab., The LEP Electroweak Working Group, The SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups) *Phys. Rep.* **427** 257 (2006)
- Bartels C, Berggren M, List J *Eur. Phys. J. C* **72** 2213 (2012)
- Baak M et al., arXiv:1310.6708
- Thomson M A *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **611** 25 (2009)
- Kilian W, Ohl T, Reuter J *Eur. Phys. J. C* **71** 1742 (2011)
- Boos E et al. (CompHEP Collab.) *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **534** 250 (2004)

Experiments at the ILC linear collider: expected physical results

A.G. Drutskoy

*Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences,
Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation;
National Research Nuclear University "MEPhI",
Kashirskoe shosse 31, 115409 Moscow, Russian Federation
E-mail: Drutskoy@lebedev.ru*

The current status of the International Linear e^+e^- collider project (ILC) planned in Japan is presented. The physical research program proposed at the ILC is discussed with a special attention to the measurements that are possible at a collision energy of 250 GeV and an expected statistics of $\sim 2 \text{ ab}^{-1}$. These parameters are planned at the first stage of the construction of the collider, where the proposed center-of-mass energy will be limited to 250 GeV. The technical characteristics of the ILC accelerator facility and planned International Large Detector (ILD) are briefly reported.

Keywords: International Linear e^+e^- Collider, experimental tests of the Standard model, Higgs boson, coupling constants, rare decays, top-quark

PACS numbers: **12.15**. – y, **13.66**. – a, **29.20**. – e

Bibliography — 57 references

Received 19 February 2018, revised 19 July 2018

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **189** (5) 478–493 (2019)

Physics – Uspekhi **62** (5) (2019)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.07.038394>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2018.07.038394>