

Bab 1: Mengapa Medan Kuantum?

Teori medan kuantum lahir dari kebutuhan yang sangat konkret: kita ingin memakai mekanika kuantum untuk dunia yang juga mematuhi relativitas khusus. Mekanika kuantum mengajarkan bahwa keadaan fisik dinyatakan oleh amplitudo probabilitas. Relativitas khusus mengajarkan bahwa ruang dan waktu tidak terpisah mutlak, dan bahwa tidak ada pengaruh fisik yang merambat lebih cepat daripada cahaya. Masing-masing teori sangat berhasil di wilayahnya. Tetapi ketika kita mencoba memakainya bersama untuk menjelaskan partikel elementer, muncul pelajaran penting: konsep “partikel” tidak lagi cukup jika diperlakukan sebagai benda kecil dengan jumlah tetap.

Dalam teori medan kuantum, yang fundamental bukan lintasan partikel tunggal, melainkan medan kuantum. Partikel muncul sebagai eksitasi dari medan tersebut. Elektron adalah eksitasi medan elektron, foton adalah eksitasi medan elektromagnetik, dan seterusnya. Bahasa ini bukan sekadar pilihan estetis. Ia diperlukan agar teori dapat menjelaskan penciptaan dan pemusnahan partikel, antipartikel, hamburan relativistik, serta hubungan antara simetri dan hukum kekekalan secara konsisten (Weinberg, 1995; Peskin & Schroeder, 1995; Schwartz, 2014).

Bab ini bertujuan membangun motivasi fisiknya. Kita belum akan melakukan perhitungan teknis yang berat. Kita akan bertanya: mengapa medan? Mengapa bukan mekanika kuantum biasa saja? Apa yang salah dengan teori satu-partikel relativistik? Mengapa antipartikel tampak begitu alami dalam teori medan kuantum? Dan mengapa proses seperti

$$e^{-} + e^{+} \rightarrow \mu^{-} + \mu^{+}$$

lebih mudah dipahami sebagai dinamika medan daripada sebagai mekanika gelombang satu partikel?

1.1 Dua warisan besar: kuantum dan relativitas

Mari mulai dari dua gagasan dasar.

Dalam mekanika kuantum, keadaan suatu sistem dinyatakan oleh vektor keadaan, biasanya ditulis $|\psi\rangle$, di dalam ruang Hilbert. Jika kita memilih representasi posisi untuk satu partikel nonrelativistik, keadaan itu dapat ditulis sebagai fungsi gelombang

$$\psi(\mathbf{x}, t).$$

Besaran $|\psi(\mathbf{x}, t)|^2$ ditafsirkan sebagai rapat probabilitas menemukan partikel di sekitar posisi \mathbf{x} pada waktu t . Evolusinya diberikan oleh persamaan Schrödinger,

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\mathbf{x}, t) = \hat{H} \psi(\mathbf{x}, t).$$

Untuk partikel bebas nonrelativistik bermassa m , Hamiltoniannya adalah

$$\hat{H} = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m},$$

sehingga energinya memenuhi

$$E = \frac{\mathbf{p}^2}{2m}.$$

Ini bekerja sangat baik untuk atom, molekul, dan banyak sistem energi rendah.

Namun, relativitas khusus mengatakan bahwa hubungan energi dan momentum untuk partikel bebas bukanlah $E = \mathbf{p}^2/2m$, melainkan

$$E^2 = \mathbf{p}^2 c^2 + m^2 c^4.$$

Dalam satuan alamiah, yang sering dipakai dalam teori medan kuantum, kita menetapkan

$$\hbar = c = 1.$$

Dengan satuan ini, hubungan tersebut menjadi lebih ringkas:

$$E^2 = \mathbf{p}^2 + m^2.$$

Relativitas khusus juga memperlakukan ruang dan waktu sebagai bagian dari satu struktur: ruang-waktu Minkowski. Suatu kejadian fisik tidak hanya diberi posisi \mathbf{x} , tetapi juga waktu t . Gabungannya disebut titik ruang-waktu,

$$x^\mu = (t, \mathbf{x})$$

dalam satuan $c=1$. Simetri yang menghubungkan pengamat inersial berbeda disebut simetri Lorentz. Teori fisika relativistik harus disusun sehingga hukum dasarnya memiliki bentuk yang sesuai di bawah transformasi Lorentz (Weinberg, 1995; Srednicki, 2007).

Masalahnya sekarang terlihat jelas. Mekanika kuantum nonrelativistik membedakan waktu dan ruang secara tajam: waktu adalah parameter luar, sedangkan posisi adalah observabel. Relativitas khusus justru mencampur ruang dan waktu dalam transformasi Lorentz. Jika kita ingin teori kuantum yang benar-benar relativistik, kita perlu bahasa yang lebih alami daripada fungsi gelombang satu partikel biasa.

1.2 Mengapa teori satu-partikel tidak cukup?

Seseorang mungkin mencoba cara langsung: ganti hubungan energi nonrelativistik dengan hubungan relativistik. Karena

$$E^2 = \mathbf{p}^2 + m^2,$$

kita dapat menulis

$$E = \sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2}.$$

Dalam mekanika kuantum, energi diganti oleh operator $i\partial_t$, dan momentum diganti oleh $-i\nabla$. Maka secara formal kita mendapatkan persamaan

$$i\frac{\partial}{\partial t}\psi(\mathbf{x}, t) = \sqrt{-\nabla^2 + m^2}\psi(\mathbf{x}, t).$$

Persamaan ini memang memakai energi relativistik positif. Namun, operator akar kuadrat $\sqrt{(-\nabla^2 + m^2)}$ bersifat rumit dan tidak lokal dalam representasi posisi. “Tidak lokal” di sini berarti nilai perubahan fungsi gelombang di satu titik dapat bergantung secara tidak sederhana pada nilai fungsi gelombang di banyak titik lain. Ini tidak cocok dengan bentuk teori relativistik lokal yang ingin kita bangun, yaitu teori di mana interaksi dasar terjadi di titik ruang-waktu yang sama atau sangat dekat.

Pilihan lain adalah mengkuadratkan persamaan energi:

$$E^2 - \mathbf{p}^2 = m^2.$$

Dengan penggantian operator,

$$E \rightarrow i\partial_t, \quad \mathbf{p} \rightarrow -i\nabla,$$

kita memperoleh persamaan Klein-Gordon,

$$(\partial_t^2 - \nabla^2 + m^2)\phi(x) = 0.$$

Dalam notasi relativistik, ini sering ditulis

$$(\square + m^2)\phi(x) = 0,$$

dengan $\square = \partial_\mu \partial^\mu$ disebut operator d’Alembert.

Persamaan Klein-Gordon tampak lebih relativistik karena ruang dan waktu masuk dalam kombinasi Lorentz-invarian. Tetapi jika kita memaksanya sebagai persamaan fungsi gelombang satu partikel, muncul kesulitan. Rapat probabilitas yang alami dari persamaan ini tidak selalu positif. Padahal probabilitas menemukan partikel harus bernilai tidak negatif. Kesulitan ini bukan berarti persamaan Klein-Gordon salah. Justru persamaan ini benar dan sangat penting, tetapi tafsirnya bukan sebagai teori gelombang satu partikel biasa. Tafsir yang tepat adalah sebagai persamaan medan relativistik yang nantinya dikuantisasi (Peskin & Schroeder, 1995; Schwartz, 2014).

Kesimpulan awalnya sederhana tetapi mendalam: relativitas khusus menekan kita untuk meninggalkan gambaran “satu partikel dengan fungsi gelombang biasa” sebagai fondasi universal.

1.3 Relativitas memungkinkan perubahan jumlah partikel

Masalah yang lebih besar adalah bahwa dalam fisika relativistik, energi dapat berubah menjadi massa partikel baru. Hubungan Einstein

$$E = mc^2$$

menyatakan bahwa massa adalah bentuk energi. Dalam satuan $c=1$, ini menjadi

$$E = m.$$

Jika suatu proses menyediakan energi yang cukup dan memenuhi hukum kekekalan energi-momentum serta muatan, partikel baru dapat diciptakan.

Contoh penting adalah produksi pasangan elektron-positron. Elektron memiliki antipartikel bernama positron. Jika dua foton memiliki energi total dan momentum total yang sesuai, keduanya dapat menghasilkan pasangan

$$\gamma + \gamma \rightarrow e^- + e^+.$$

Catatan penting: satu foton nyata sendirian tidak dapat berubah menjadi pasangan elektron-positron di ruang hampa, karena energi dan momentum tidak dapat sekaligus kekal. Tetapi dalam medan eksternal, misalnya dekat inti atom yang dapat menyerap momentum, proses produksi pasangan dapat terjadi. Detail ini penting karena teori medan kuantum tidak hanya menjaga kekekalan energi, tetapi juga kekekalan momentum relativistik.

Contoh lain adalah hamburan elektron-positron menjadi pasangan muon-antimuon:

$$e^- + e^+ \rightarrow \mu^- + \mu^+.$$

Di sini partikel awal dan akhir tidak sama. Jumlah elektron berubah; muon muncul. Dalam mekanika kuantum satu-partikel, proses seperti ini tidak memiliki tempat alami. Bahkan mekanika kuantum banyak-partikel dengan jumlah partikel tetap pun tidak cukup. Kita membutuhkan ruang keadaan yang dapat memuat nol partikel, satu partikel, dua partikel, dan seterusnya.

Ruang keadaan seperti itu disebut ruang Fock. Secara konseptual, ruang Fock adalah penjumlahan dari sektor-sektor dengan jumlah partikel berbeda:

$$\mathcal{F} = \mathcal{H}_0 \oplus \mathcal{H}_1 \oplus \mathcal{H}_2 \oplus \dots$$

Di sini:

- \mathcal{H}_0 adalah sektor tanpa partikel, yaitu vakum;
- \mathcal{H}_1 adalah sektor satu partikel;
- \mathcal{H}_2 adalah sektor dua partikel;
- dan seterusnya.

Simbol \oplus berarti penjumlahan langsung ruang vektor. Artinya, keadaan umum dapat berupa superposisi dari keadaan dengan jumlah partikel berbeda.

Sebagai contoh, keadaan fisik dapat berbentuk

$$|\Psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1 \text{ partikel}\rangle + \gamma|2 \text{ partikel}\rangle + \dots$$

Dalam teori medan kuantum, operator medan dapat menghubungkan sektor-sektor ini. Ia dapat menciptakan atau memusnahkan kuantum medan. Inilah alasan matematis mengapa teori medan kuantum sangat cocok untuk fisika relativistik: ia sejak awal mengizinkan jumlah partikel berubah (Srednicki, 2007; Schwartz, 2014).

1.4 Apa itu medan?

Sebelum dikuantisasi, medan adalah objek yang memiliki nilai di setiap titik ruang dan waktu. Contoh klasik:

1. Medan suhu $T(x,t)$: di setiap posisi dan waktu, ada nilai suhu.
2. Medan listrik $E(x,t)$: di setiap titik, ada vektor medan listrik.
3. Medan magnet $B(x,t)$: di setiap titik, ada vektor medan magnet.
4. Medan skalar $\phi(x,t)$: di setiap titik, ada satu angka.

Kata skalar berarti besaran yang tidak memiliki arah. Suhu adalah contoh medan skalar. Sebaliknya, medan listrik adalah medan vektor karena di setiap titik ia memiliki besar dan arah.

Dalam teori medan, derajat kebebasan tidak lagi berhingga seperti posisi satu partikel. Sebaliknya, ada derajat kebebasan di setiap titik ruang. Untuk memahami ini, bayangkan tali yang bergetar. Pada satu partikel, derajat kebebasannya mungkin hanya posisi $x(t)$. Pada tali, setiap titik sepanjang tali memiliki simpangan sendiri:

$$y(x, t).$$

Jadi tali memiliki banyak sekali derajat kebebasan. Medan adalah generalisasi ide ini ke ruang dan waktu.

Sekarang datang langkah kuantum. Dalam mekanika kuantum, posisi dan momentum partikel menjadi operator. Dalam teori medan kuantum, medan dan momentum kanoniknya menjadi operator. Sebuah medan skalar klasik $\varphi(x,t)$ berubah menjadi operator medan

$$\hat{\phi}(\mathbf{x}, t).$$

Operator ini tidak sekadar memberi nilai angka. Ia bertindak pada ruang keadaan kuantum dan dapat mengubah jumlah partikel. Inilah perbedaan mendasar antara medan klasik dan medan kuantum.

1.5 Partikel sebagai eksitasi medan

Gagasan paling penting dalam bab ini adalah:

> Dalam teori medan kuantum, partikel adalah eksitasi kuantum dari medan.

Kata eksitasi berarti keadaan yang energinya lebih tinggi daripada keadaan dasar. Keadaan dasar teori disebut vakum, ditulis $|0\rangle$. Vakum bukan “ketiadaan mutlak”; ia adalah keadaan energi terendah dari sistem medan kuantum. Jika kita menambahkan satu kuantum energi pada medan, kita memperoleh keadaan satu partikel.

Analogi yang baik berasal dari osilator harmonik kuantum. Sebuah osilator harmonik memiliki tingkat energi

$$E_n = \hbar\omega \left(n + \frac{1}{2} \right), \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

Dalam satuan $\hbar=1$,

$$E_n = \omega \left(n + \frac{1}{2} \right).$$

Keadaan $n=0$ adalah keadaan dasar. Keadaan $n=1$ adalah satu kuantum eksitasi. Keadaan $n=2$ adalah dua kuantum eksitasi.

Medan bebas dapat dipandang sebagai kumpulan tak hingga osilator harmonik, satu untuk setiap mode momentum. Jika mode dengan momentum p dieksitasi satu kali, kita menafsirkan eksitasi itu sebagai satu partikel bermomentum p . Jika dieksitasi dua kali, kita memiliki dua partikel dalam mode tersebut, setidaknya untuk boson.

Secara simbolik, kita memperkenalkan operator penciptaan a_p^\dagger dan operator pemusnahan a_p . Operator penciptaan membuat satu partikel bermomentum p dari vakum:

$$a_p^\dagger |0\rangle = |\mathbf{p}\rangle.$$

Operator pemusnahan menghapus satu partikel dari keadaan satu partikel:

$$a_p |\mathbf{p}\rangle \propto |0\rangle.$$

Tanda \propto berarti “sebanding dengan”; faktor normalisasi tepatnya akan kita pelajari nanti.

Dengan bahasa ini, proses penciptaan dan pemusnahan partikel tidak lagi misterius. Ia adalah akibat langsung dari operator medan yang mengandung operator a_p^\dagger dan a_p . Misalnya, dalam teori medan skalar bebas, bentuk umum medan dapat ditulis secara konseptual sebagai

$$\hat{\phi}(x) \sim \int d^3p (a_p e^{-ip \cdot x} + a_p^\dagger e^{ip \cdot x}),$$

dengan detail normalisasi yang akan dibahas di bab berikutnya. Bagian a_p memusnahkan partikel, sedangkan bagian a_p^\dagger menciptakan partikel.

Itulah inti perubahan cara pandang: partikel bukan objek fundamental yang selalu ada dengan jumlah tetap. Partikel adalah kuantum dari medan.

1.6 Kausalitas dan lokalitas

Relativitas khusus membawa batas kecepatan universal: tidak ada sinyal fisik yang dapat merambat lebih cepat daripada cahaya. Untuk membahasnya, kita perlu mengenal kerucut cahaya.

Ambil sebuah kejadian ruang-waktu, misalnya lampu dinyalakan di titik $x=0$ pada waktu $t=0$. Cahaya yang dipancarkan membentuk permukaan

$$|\mathbf{x}| = t$$

dalam satuan $c=1$. Daerah dengan $|\mathbf{x}|<t$ adalah masa depan kausal kejadian tersebut: sinyal yang bergerak lebih lambat atau sama dengan cahaya dapat mencapainya. Daerah dengan $|\mathbf{x}|>t$ disebut terpisah secara ruang, atau spacelike separated. Dua kejadian yang terpisah secara spacelike tidak dapat saling memengaruhi secara kausal tanpa melanggar relativitas khusus.

Dalam teori medan kuantum relativistik, prinsip ini diterjemahkan menjadi syarat bahwa pengukuran lokal pada titik-titik yang terpisah secara spacelike tidak boleh saling mengganggu. Secara teknis, untuk medan bosonik, operator medan pada titik-titik spacelike harus berkomutasi:

$$[\hat{\phi}(x), \hat{\phi}(y)] = 0 \quad \text{jika } (x - y)^2 < 0.$$

Simbol $[A,B]=AB-BA$ disebut komutator. Jika komutator dua operator nol, urutan penerapannya tidak memengaruhi hasil. Dalam konteks ini, komutator nol pada pemisahan spacelike adalah cara teori menjaga kausalitas relativistik.

Untuk fermion, seperti elektron, struktur yang dipakai adalah antikomutator, bukan komutator. Detailnya akan kita pelajari pada bab tentang fermion. Untuk saat ini, pesan utamanya adalah: medan lokal memberikan cara alami untuk menyatukan kuantum dan kausalitas relativistik (Weinberg, 1995; Peskin & Schroeder, 1995).

1.7 Antipartikel bukan tambahan buatan

Salah satu keberhasilan besar teori relativistik kuantum adalah munculnya antipartikel. Antipartikel memiliki massa yang sama dengan partikelnya, tetapi beberapa muatan internalnya berlawanan. Positron, misalnya, adalah antipartikel elektron: massanya sama dengan elektron, tetapi muatan listriknya $+e$, sedangkan elektron bermuatan $-e$.

Dalam teori medan kuantum relativistik, antipartikel muncul secara alami. Alasannya dapat dilihat secara kasar dari hubungan energi relativistik

$$E^2 = \mathbf{p}^2 + m^2.$$

Persamaan ini memiliki dua cabang solusi:

$$E = +\sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2}$$

dan

$$E = -\sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2}.$$

Jika kita mencoba menafsirkan cabang energi negatif sebagai partikel biasa, teori menjadi bermasalah. Dalam teori medan kuantum, solusi yang tampak seperti energi negatif ditafsirkan ulang melalui operator penciptaan dan pemusnahan sehingga spektrum energi fisik tetap positif, dan derajat kebebasan tersebut muncul sebagai antipartikel.

Sejarahnya, persamaan Dirac untuk elektron memberi petunjuk penting tentang struktur relativistik partikel spin- $(1)/2$ dan keberadaan solusi energi negatif (Dirac, 1928). Dalam perkembangan teori medan kuantum, interpretasi modernnya bukan bahwa elektron jatuh ke keadaan energi negatif secara fisik, melainkan bahwa medan elektron memiliki eksitasi partikel dan antipartikel. Positron kemudian menjadi bagian tak terpisahkan dari fisika partikel.

Contoh fisiknya sangat nyata:

$$e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma.$$

Elektron dan positron dapat saling anihilasi menjadi foton. Sebaliknya, energi elektromagnetik dapat menghasilkan pasangan elektron-positron jika hukum kekekalan dipenuhi. Mekanika kuantum nonrelativistik dengan jumlah partikel tetap tidak dirancang untuk proses semacam ini. Teori medan kuantum justru menjadikannya proses dasar.

1.8 Simetri menentukan jenis partikel

Di fisika modern, “partikel elementer” bukan didefinisikan hanya sebagai benda kecil. Secara lebih dalam, partikel diklasifikasikan menurut bagaimana keadaannya berubah di bawah simetri ruang-waktu.

Relativitas khusus memiliki grup simetri bernama grup Poincaré, yaitu gabungan translasi ruang-waktu dan transformasi Lorentz. Translasi berarti menggeser posisi atau waktu asal koordinat. Transformasi Lorentz mencakup rotasi ruang dan perubahan kerangka inersial, atau boost. Dalam kerangka relativistik, partikel elementer dapat diklasifikasikan menurut representasi irreduksibel dari grup Poincaré, dengan label utama berupa massa dan spin (Wigner, 1939; Weinberg, 1995).

Mari jelaskan perlahan.

Spin adalah momentum sudut intrinsik. Ia bukan sekadar bola kecil yang berputar pada porosnya, meskipun namanya “spin”. Spin adalah sifat kuantum yang menentukan bagaimana keadaan partikel berubah ketika ruang diputar.

Contoh:

- Medan skalar memiliki spin 0. Eksitasinya adalah partikel skalar.
- Medan Dirac menggambarkan partikel spin $(1)/2$, seperti elektron dan quark.
- Medan gauge seperti medan elektromagnetik menggambarkan partikel spin 1, seperti foton.

Jadi, memilih jenis medan bukan pilihan sembarang. Jenis medan dipandu oleh simetri relativistik dan sifat partikel yang ingin dijelaskan. Jika kita ingin menggambarkan partikel spin 0, kita memakai medan skalar. Jika ingin menggambarkan elektron, kita perlu medan spinor Dirac. Jika ingin menggambarkan foton, kita perlu medan gauge.

Inilah salah satu kekuatan teori medan kuantum: ia menghubungkan jenis partikel dengan struktur simetri.

1.9 Interaksi sebagai suku dalam Lagrangian

Sampai sekarang kita banyak berbicara tentang medan bebas. Medan bebas adalah medan yang kuantanya tidak saling berinteraksi. Namun fisika yang menarik terjadi ketika medan berinteraksi.

Dalam teori medan, dinamika biasanya ditulis melalui Lagrangian. Untuk sistem mekanika klasik sederhana, Lagrangian adalah

$$L = T - V,$$

yaitu energi kinetik dikurangi energi potensial. Dalam teori medan, kita memakai rapat Lagrangian, ditulis \mathcal{L} , karena sistem memiliki derajat kebebasan di setiap titik ruang-waktu. Aksi didefinisikan sebagai integral ruang-waktu dari rapat Lagrangian:

$$S = \int d^4x \mathcal{L}.$$

Prinsip aksi mengatakan bahwa persamaan gerak diperoleh dari syarat bahwa aksi stasioner terhadap variasi medan. Detailnya akan dibahas di Bab 4.

Untuk medan skalar bebas, salah satu Lagrangian paling sederhana adalah

$$\mathcal{L}_{\text{bebas}} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - \frac{1}{2} m^2 \phi^2.$$

Suku pertama menggambarkan perubahan medan dalam ruang-waktu; suku kedua menggambarkan massa.

Interaksi dapat ditambahkan sebagai suku baru. Misalnya teori ϕ^4 memiliki

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - \frac{1}{2} m^2 \phi^2 - \frac{\lambda}{4!} \phi^4.$$

Konstanta λ mengukur kekuatan interaksi. Jika $\lambda=0$, medan bebas. Jika $\lambda \neq 0$, kuantum medan dapat saling hambur.

Contoh analogi: dalam osilator harmonik biasa, potensial

$$V(x) = \frac{1}{2}kx^2$$

menghasilkan gerak yang sangat teratur. Jika kita menambahkan suku

$$V(x) = \frac{1}{2}kx^2 + \alpha x^4,$$

geraknya menjadi tidak lagi harmonik sempurna. Dalam teori medan, suku ϕ^4 memainkan peran serupa: ia membuat mode-mode medan saling berinteraksi.

Dari Lagrangian berinteraksi, teori medan kuantum menghasilkan aturan Feynman. Aturan ini memungkinkan kita menghitung amplitudo proses hamburan. Misalnya, dari teori ϕ^4 , kita dapat menghitung amplitudo dua partikel skalar masuk dan dua partikel skalar keluar:

$$\phi + \phi \rightarrow \phi + \phi.$$

Pada bab-bab berikutnya, kita akan melihat bagaimana Lagrangian menghasilkan propagator, vertex, diagram Feynman, dan akhirnya besaran terukur seperti penampang lintang.

1.10 Apa yang sebenarnya dihitung oleh teori medan kuantum?

Eksperimen fisika partikel jarang mengamati lintasan mikroskopis partikel elementer secara langsung dalam arti klasik. Yang diukur biasanya adalah probabilitas atau laju suatu proses. Misalnya:

- seberapa sering elektron dan positron menghasilkan pasangan muon;
- seberapa besar peluang partikel tertentu meluruh menjadi beberapa partikel lain;
- bagaimana distribusi sudut partikel hasil hamburan;
- bagaimana muatan efektif berubah ketika diamati pada energi berbeda.

Dalam teori medan kuantum, objek pusat untuk proses hamburan adalah matriks-S, atau scattering matrix. Matriks-S menghubungkan keadaan awal jauh sebelum interaksi dengan keadaan akhir jauh setelah interaksi:

$$|\text{akhir}\rangle = S|\text{awal}\rangle.$$

Dari elemen matriks-S, kita memperoleh amplitudo kuantum. Kuadrat modulus amplitudo, setelah dikombinasikan dengan faktor ruang fase dan normalisasi relativistik, menghasilkan besaran terukur seperti penampang lintang dan laju peluruhan.

Sebagai contoh, untuk proses

$$e^- + \mu^- \rightarrow e^- + \mu^-,$$

teori medan kuantum menghitung amplitudo pertukaran foton antara elektron dan muon. Dari amplitudo itu, kita mendapatkan prediksi distribusi hamburan. Elektrodinamika kuantum, atau QED, adalah salah satu teori paling sukses dalam sejarah fisika karena prediksinya terhadap berbagai observabel elektromagnetik dapat diuji dengan presisi sangat tinggi (Peskin & Schroeder, 1995; Schwartz, 2014).

Namun, QFT bukan hanya alat hitung. Ia juga memberi kerangka konseptual:

1. Partikel adalah eksitasi medan.
2. Interaksi adalah suku lokal dalam Lagrangian.
3. Simetri membatasi bentuk interaksi.
4. Hukum kekekalan muncul dari simetri.
5. Antipartikel muncul secara alami dalam teori relativistik.
6. Penciptaan dan pemusnahan partikel menjadi proses biasa.
7. Observabel eksperimen dihitung dari amplitudo kuantum.

1.11 Mengapa lokalitas begitu penting?

Kita telah menyebut lokalitas, tetapi perlu menekankannya kembali. Lokalitas berarti interaksi dasar dalam teori terjadi di titik ruang-waktu yang sama. Misalnya, dalam QED, elektron berinteraksi dengan medan elektromagnetik melalui suku lokal yang secara sederhana dapat dibayangkan sebagai “medan elektron bertemu medan foton pada titik yang sama”.

Mengapa ini penting?

Pertama, lokalitas menjaga hubungan dengan relativitas khusus. Jika interaksi dapat langsung menghubungkan titik-titik yang berjauhan secara spacelike, teori berisiko mengizinkan sinyal lebih cepat dari cahaya.

Kedua, lokalitas membuat teori dapat diorganisasi secara sistematis. Lagrangian lokal ditulis sebagai kombinasi medan dan turunannya pada titik x yang sama:

$$\mathcal{L}(x) = \mathcal{L}(\phi(x), \partial_\mu \phi(x), \dots).$$

Ketiga, lokalitas memungkinkan kita memakai konsep simetri secara tajam. Misalnya, jika teori tidak berubah ketika medan dikalikan fase global, maka ada muatan yang kekal. Jika simetri fase itu dibuat lokal, yaitu fase dapat berubah dari titik ke titik, kita terdorong memperkenalkan medan gauge. Ide ini akan membawa kita ke QED dan teori gauge non-Abelian.

Contoh sederhana: medan kompleks $\phi(x)$ mungkin memiliki simetri

$$\phi(x) \rightarrow e^{i\alpha} \phi(x),$$

dengan α konstan. Ini disebut simetri global U(1). Jika α dibuat bergantung pada ruang-waktu,

$$\alpha \rightarrow \alpha(x),$$

maka turunan biasa $\partial_\mu \phi$ tidak lagi berubah secara sederhana. Untuk memperbaikinya, kita memperkenalkan turunan kovarian dan medan gauge. Ini adalah benih teori gauge, yang kelak menjadi pusat Model Standar.

1.12 Dari medan ke dunia nyata

Mari hubungkan ide-ide ini dengan beberapa contoh fisika nyata.

Elektron dan foton

Dalam QED, elektron dijelaskan oleh medan Dirac, sedangkan foton dijelaskan oleh medan elektromagnetik yang dikuantisasi. Interaksi elektron-foton membuat proses seperti

$$e^- \rightarrow e^- + \gamma$$

mungkin terjadi dalam konteks yang sesuai, misalnya ketika elektron dipercepat atau berinteraksi dengan medan lain. Namun elektron bebas di ruang hampa tidak dapat begitu saja memancarkan satu foton sambil tetap memenuhi kekekalan energi-momentum. Sekali lagi, teori medan kuantum selalu menghormati hukum kekekalan.

Anihilasi elektron-positron

Proses

$$e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma$$

menunjukkan bahwa partikel bermassa dapat berubah menjadi kuantum medan elektromagnetik. Ini bukan perubahan “benda” menjadi “gelombang” dalam arti klasik, melainkan transisi antara keadaan medan kuantum yang berbeda.

Hamburan di akselerator

Dalam akselerator partikel, keadaan awal disiapkan dengan energi tinggi. Partikel bertumbukan, lalu detektor mencatat partikel akhir. Teori medan kuantum menyediakan bahasa untuk menghitung probabilitas berbagai hasil akhir. Misalnya, pada energi cukup tinggi,

$$e^- + e^+ \rightarrow q + \bar{q}$$

dapat terjadi, dengan q quark dan \bar{q} antiquark. Quark tidak muncul bebas di detektor karena confinement dalam QCD, tetapi menghasilkan jet hadron. Detail ini akan kita bahas jauh kemudian.

1.13 Peta mental untuk bab-bab berikutnya

Bab ini memberi alasan mengapa teori medan kuantum diperlukan. Bab-bab berikutnya akan membangun alatnya secara bertahap.

Di Bab 2, kita akan meninjau relativitas khusus dan simetri Lorentz. Ini penting karena teori medan kuantum relativistik harus cocok dengan struktur ruang-waktu Minkowski.

Di Bab 3, kita akan menguatkan kembali mekanika kuantum yang diperlukan: ruang Hilbert, operator, osilator harmonik, dan amplitudo probabilitas.

Di Bab 4, kita akan membahas medan klasik dan prinsip aksi. Ini adalah fondasi sebelum kuantisasi.

Di Bab 5 dan 6, kita akan mempelajari medan skalar Klein-Gordon dan kuantisasi kanoniknya. Di sana gagasan “partikel sebagai eksitasi medan” akan menjadi matematis.

Di Bab 7 sampai Bab 10, kita akan masuk ke propagator, teori perturbasi, diagram Feynman, dan integral lintasan.

Setelah itu, kita akan membahas fermion, QED, gauge fixing, renormalisasi, teori gauge non-Abelian, Higgs, QCD, anomali, dan metode non-perturbatif.

Jadi bab ini bukan akhir dari argumen, melainkan pintu masuk. Kita telah melihat bahwa QFT dibutuhkan karena:

- relativitas khusus menuntut perlakuan ruang-waktu yang konsisten;
- mekanika kuantum satu-partikel tidak cukup untuk proses relativistik;
- energi dapat berubah menjadi partikel baru;
- jumlah partikel tidak selalu tetap;
- antipartikel muncul secara alami;
- medan lokal menjaga kausalitas;
- simetri menentukan struktur partikel dan interaksi.

1.14 Ringkasan

Teori medan kuantum adalah kerangka yang muncul ketika mekanika kuantum dan relativitas khusus dipaksa bekerja bersama secara konsisten. Dalam mekanika kuantum biasa, kita sering mulai dari partikel dengan jumlah tetap. Dalam fisika relativistik, gambaran itu terlalu sempit. Energi dapat menciptakan pasangan partikel-antipartikel, partikel dapat musnah menjadi kuantum medan lain, dan eksperimen hamburan memerlukan ruang keadaan dengan jumlah partikel yang dapat berubah.

Medan menyediakan bahasa yang tepat. Medan memiliki derajat kebebasan di setiap titik ruang-waktu. Setelah dikuantisasi, eksitasi medan ditafsirkan sebagai partikel. Operator penciptaan dan pemusnahan memungkinkan teori berpindah antara sektor dengan jumlah partikel berbeda. Lokalitas menjaga kausalitas relativistik. Simetri Lorentz dan Poincaré mengatur bagaimana partikel diklasifikasikan. Interaksi ditulis melalui Lagrangian lokal, dan dari sana kita dapat menghitung amplitudo hamburan serta observabel eksperimen.

Dengan kata lain, teori medan kuantum bukan sekadar “mekanika kuantum yang lebih sulit”. Ia adalah perubahan cara pandang: partikel bukan entitas paling dasar, melainkan manifestasi kuantum dari medan yang memenuhi prinsip relativitas, lokalitas, dan simetri.

References

Dirac, P. A. M. (1928). The quantum theory of the electron. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, 117(778), 610-624.
<https://doi.org/10.1098/rspa.1928.0023>

Peskin, M. E., & Schroeder, D. V. (1995). *An Introduction to Quantum Field Theory*. Westview Press.

Schwartz, M. D. (2014). *Quantum Field Theory and the Standard Model*. Cambridge University Press.

Srednicki, M. (2007). *Quantum Field Theory*. Cambridge University Press.

Weinberg, S. (1995). *The Quantum Theory of Fields, Volume I: Foundations*. Cambridge University Press.

Wigner, E. (1939). On unitary representations of the inhomogeneous Lorentz group. *Annals of Mathematics*, 40(1), 149-204.
<https://doi.org/10.2307/1968551>

Document information

Bab 1: Mengapa Medan Kuantum?

| | |
|----------------------|---|
| Project | Teori Medan Kuantum |
| Document | Document 1.5 |
| Author | Isti_26 |
| Verifier | Not verified |
| Downloaded | July 05, 2026 20:31 KST |
| Status | Working |
| Document link | https://www.theorytrace.com/projects/teori-medan-kuantum/documents/bab-1-mengapa-a-medan-kuantum/ |