arXiv:2303.00436v1 [physics.atom-ph] 1 Mar 2023

玻尔及更高速度下重离子的碳弹性和非弹性阻止本领分量

R.N. Sagaidak*Flerov Laboratory of Nuclear Reactions、
Joint Institute for Nuclear Research、J.-Curie、6、 141980 Dubna、
Moscow region、 Russia（日期：2023年3月2日）

在玻尔速度附近获得的重离子（HIs）碳阻止本领（SP）数据表明，其值显著低于SRIM/TRIM计算/模拟所预测的值。研究人员尝试从现有SP数据中提取弹性（碰撞）和非弹性（电子）分量。问题在于，实验测量的本质上是总阻止本领，而作为结果给出的电子阻止本领值，是通过从测量值中减去计算得到的碰撞分量值而获得的。在高HI约化速度（V/v_0）$/Z^{2/3}_{\rm HI}$ $\gtrsim$0.3（V 和 v_0 分别为HI速度和玻尔速度， $Z_{\rm HI}$ 为HI原子序数）下，碰撞分量可以忽略；而在玻尔速度下，它变得与电子分量相当。研究利用这些情况将实验数据与SRIM/TRIM计算/模拟结果进行比较，并经验性地提取碰撞SP分量。

I. 引言

重离子（HIs）穿过薄箔时在固体中的阻止本领（SP）是一项重要参数，可作为描述特定离子-原子相互作用的依据。James F. Ziegler [1] 和 Helmut Paul [2] 迄今积累的大量阻止本领数据，使我们能够将这些数据与为重现实验数据、满足实际应用需求而开发的各种计算方法进行比较。文献 [2–5], 对这些方法在单质固体中阻止重离子的适用范围所作的统计分析表明，在最低重离子能量范围 $E = 0$ 0.001–0.25 MeV/核子内，与其他方法相比，SRIM代码 [1] 所得阻止本领值的平均归一化偏差最小。

不过应当指出，文献[2–5] 讨论的是阻止本领的电子分量（SP_e），而非实验测得的总阻止本领值（SP_{tot}）。分析数据时，通常将后者视为电子分量与核分量 SP_n（碰撞分量）之和。SRIM计算可以给出这两个分量，并表明在 $E \lesssim 0.1$MeV/核子时， SP_n 对 SP_{tot} 的贡献变得显著。与此同时，文献 [6] 的定性分析表明，对于某些介质和重离子，在 $0.01 \lesssim E \lesssim 0.1$ MeV/核子的能量范围内 [7, 8]，SRIM计算得到的核分量 $SP_n^{\rm SRIM}$可能会高估其对 SP_{tot} 值的贡献。

根据数据库 [1, 2], , 碳阻止本领数据集中，碳阻止本领数据集规模最大。在早期针对玻尔 [9–11] 及更高速度下重离子的碳阻止本领测量实验 [12], 中，如上所述， SP_e 值是通过从 SP_{tot}中减去 SP_n 确定的。 SP_n 值是通过计算 [9, 10] 或使用蒙特卡罗（MC）模拟 [11]获得的。测量对象是以相对于束流方向的窄角度 $\theta_{\rm out}$ 从靶中逸出的重离子；束流穿过靶时的角度为$\theta_{\rm out} \leqslant 1/3^\circ$ [9, 10] 和 $\theta_{\rm out} \leqslant 0.17^\circ$ [11]）。对 SP_n 贡献的估算显示，在最低能量 [9, 10] 以及相对较厚的靶 [11]条件下，其数值显著。通过计算 [9] 和蒙特卡罗（MC）模拟 [11, 13], 估算的弹性碰撞所致重离子能量损失进行比较后发现，两者相差约1.5至3倍。对实验数据 [14] 和理论研究 [13] 的分析表明， SP_n 与重离子探测孔径有关。

本文尝试重新估算玻尔速度及更高速度下重离子的核阻止对总碳阻止本领的贡献。下一节将直接比较在重离子速度 $V = 0.8v_0$ 下获得的阻止本领数据与 SRIM/TRIM 计算/模拟结果。在第三节中，将比较总阻止本领值和电子阻止本领值随重离子速度变化的函数关系与 SRIM计算结果，并估算核阻止本领值。由此获得的核阻止本领估算结果将在第四节中进行讨论，并给出一些结论。

II. $0.8v_0$下的阻止本领数据综述

在低重离子速度 [9–11] 下获得的阻止本领数据，为检验不同方法所得结果的可重复性提供了良好机会。Lennard 等人[11] 利用两组碳靶（厚度分别为 $\Delta X \sim 5$ 和 $\sim 30\ \mu$ g/cm^2），测得了速度为 $0.8v_0$ 时从 F 到 U 的重离子数据。该速度对应的能量为 $E = E_{in} - \Delta E/2$（E_{in} 和 ΔE 分别为入射能量和被 ΔX 厚靶吸收的能量）。这些数值列于相应的表格 [11] 中。在较早的数据 [9, 10], 中，测量了能量范围为 0.1–1.5 MeV 的 C 至 Y 重离子的阻止本领值，该范围约为 $0.8v_0$ 值。测量采用了不同厚度的靶（3.8–24.1 μ g/cm^2）。在我们对数据 [9, 10], 的分析中，通过对表列的 SP_e、 SP_n 和 ΔX 数值进行插值，得到了对应于 $0.8v_0$ 的阻止本领值。

* sagaidak@jinr.ru

A. 与SRIM/TRIM计算/模拟的比较

图1展示了实验 [9–11] 获得的电子SP值以及 SRIM 计算值。从图中可以看出，对于氩及更重的离子，SRIM 计算值明显高于实验数据。对于铀离子，超出幅度为 ∼2 倍。图中还显示了 SRIM 核阻止本领可能产生的贡献；对于中重离子（$30 \leqslant Z_{\mathrm{HI}} \leqslant 62$），该贡献与 SRIM 电子阻止本领相当，而对于较重离子，则略低于相应数值。实验数据与计算数据不一致的原因可能有两方面：从实验 SP_{tot} [11] 中扣除的 SP_n 值被高估，和/或 SRIM 计算的 SP_e 值也存在类似的高估。

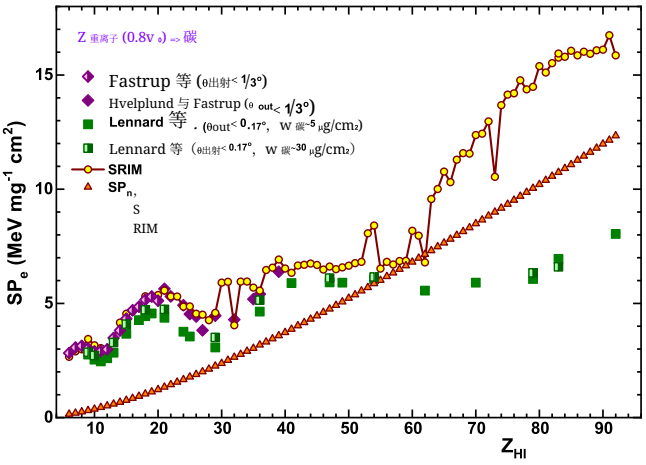


图1. 实验中获得的电子阻止本领值（SP_e）[9–11]（菱形和方形）以及SRIM计算值（由实线连接的空心圆）随 Z_{HI}的变化关系。作为参考，图中还以空心三角形标出了SRIM计算的核阻止本领值（SP_n）。

为检验这些假设，我们进行了TRIM模拟，从中提取重离子以特定角度范围逃离阻止箔的事件，从而模拟实验 [9–11]的条件。图2和图3展示了此类模拟的结果：氩和氙穿过相应厚度碳箔后的能量分布，并将其与实验 [9, 11]中获得的这些离子的能量分布进行比较。图中还比较了离子穿过箔后的总能量分布（对应于 10^5 模拟），以及重离子以 θ_{out}出射角逃离箔时的能量分布与实验所得的能量分布。

如图所示，与那些由出射角定义的分布相比，模拟显示其峰值位置向更高能量偏移了一些

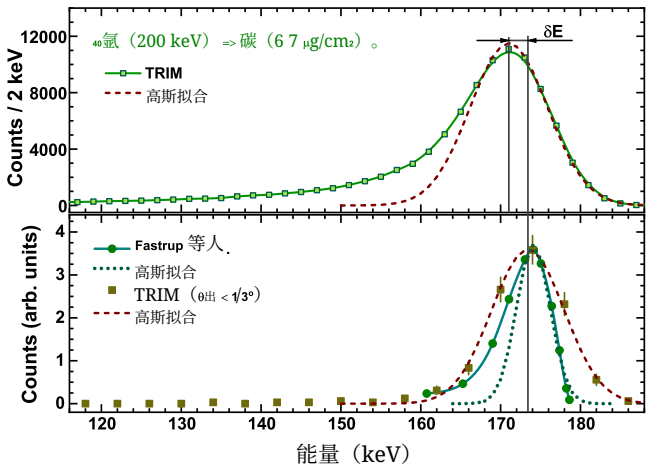


图2。氩离子穿过碳箔后的能量分布，分别由TRIM模拟和实验 [9]获得。上图显示了所有事件的能量分布，其中模拟结果以空方块和实线相连表示，以及对分布高能部分进行的高斯拟合（虚线）。下图显示了对应于在 $\theta_{\mathrm{out}} \leqslant 1/3^\circ$ 处逸出碳箔的离子的能量分布（实心方块），以及对该分布的高斯拟合（虚线）。这些结果与实验中获得的相应结果 [9]（实心圆和实线相连）进行了比较，并采用相应的高斯函数进行拟合（点线）。

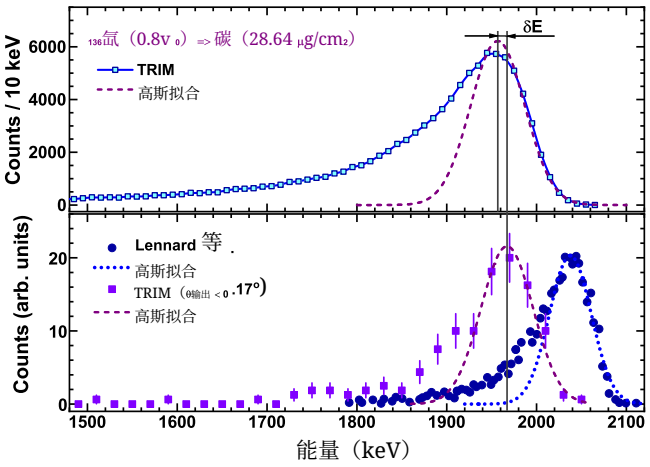


图3. 与图2相同，但针对氙离子以及在 $\theta_{\mathrm{out}} \leqslant 0.17^\circ$ [11]获得的实验数据。

对应于逃逸离子的所有角度。这些能量位移值分别为氩和氙能量分布的 $\delta E = 2.39 \pm 0.31$ 和 10.4 ± 3.0 keV。采用这些数值后， $\Delta E/\Delta X$ 降低了相同的数值，即 0.36 keV/(μg/cm^2)。将这些结果应用于所有角度下可能进行的阻止本领测量，可以预期氩离子和氙离子的总阻止本领值分别增加 8.3% 和 4.6%。在实验中 [9–11], , ΔE 值

采用相同方法确定，即取入射能量分布与出射能量分布峰值位置之差。需要注意的是，在氩的模拟中，由出射角确定的能量分布宽度大于实验中得到的宽度 [9], , 尽管二者的峰值位置彼此接近。至于氙离子，情况则相反：能量分布的宽度彼此接近，但峰值位置相差显著。氙模拟中得到的较低出射能量值对应较大的吸收能（阻止本领）。

图4比较了实验 [9–11] 中获得的 $\Delta E/\Delta X$ 值与 TRIM 模拟中获得的值，并比较了从这些实验中提取的相应 SP_e 值与 SRIM 计算值（两者均见图1）。可以看出，$(\Delta E/\Delta X)^{\rm expt}/(\Delta E/\Delta X)^{\rm TRIM}$ 与 $SP_e^{\rm expt}/SP_{\rm SRIM e}$ 的比值略有不同。这意味着，角度切割不足以减小计算/模拟值中核阻止的影响。

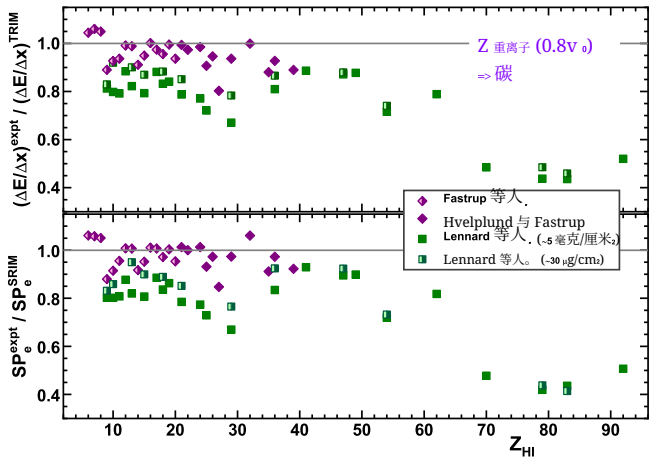


图 4. 上图比较了实验 [9–11] 中获得的 $\Delta E/\Delta X$ 值与 TRIM 模拟所得的值。下图比较了这些实验中提取的 SP_e值与 SRIM 计算的值（见图1）。

如上所述，数据 [9–11] 是在靶厚度各不相同、重离子逃逸出靶时的最大出射角各不相同的条件下获得的。数据[9, 10] 与 [11] 的实验条件存在差异，这可能是图 4 中数据不一致的原因。图 5 展示了对逃逸出不同厚度靶的铜离子，利用 TRIM模拟和实验 [10, 11] 获得的 $\Delta E/\Delta X$值随出射角 $\theta_{\rm out}$ 的变化。如图所示，对于薄靶（$\sim$5 μg/cm^2）和厚靶（$\sim$30 μg/cm^2），TRIM模拟分别表明，在 $\theta_{\rm out} \gtrsim 0.15°$和 $\gtrsim 0.2°$ 时， $\Delta E/\Delta X$ 值与 $\theta_{\rm out}$ 无关。薄靶实验表明，当从 $\theta_{\rm out} = 0.17°$ 变为 1/3°时，$\Delta E/\Delta X$ 值增加了 1.39 ± 0.12倍，而模拟中相近的数值则没有变化。同时，在 TRIM模拟中用厚靶和薄靶获得的 $\Delta E/\Delta X$ 值之比（1.06 ± 0.02）与实验中获得的比值（1.24 ± 0.11） [11]接近。

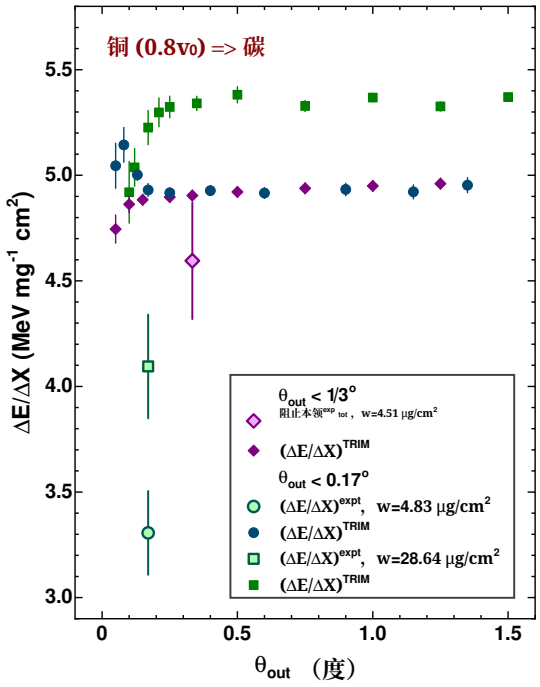


图5。实验中获得的 $\Delta E/\Delta X$ 值[10, 11] （大型空心符号）和TRIM模拟结果（小型实心符号）显示为不同厚度靶中逸出的铜离子的出射角 $\theta_{\rm out}$ 的函数。

总结这一部分可以指出，SRIM/TRIM计算/模拟基本上高估了在速度为 $0.8v_0$[11]时获得的重离子的碳阻止本领。同时，碳至钇离子的电子阻止本领数据 [9, 10] 与SRIM计算结果吻合良好。此外，为了重现实验数据[9–11], , 将LSS [15] 和其他方法视为SRIM的替代方法，并在其中对这些数据进行考察。还将检验各种核阻止本领的近似方法。

B. 与LSS及其他方法的比较

在LSS方法框架下考虑的阻止本领 [15] 采用与SRIM类似的处理方式，即视为电子 SP_e 和核 SP_n分量之和：

$$SP_{tot} = SP_e + SP_n. \qquad (1)$$

在文献中可以找到许多旨在改进各个组成部分的研究，以便与正在进行的实验所提供的最新数据取得最佳一致（例如，参见文献 [16] ，该文考虑了聚合物箔的LSS SP_e 改进）。

图6显示了相同的 SP_e 数据 [9–11] （见图1），但将其与按照LSS方法进行的计算结果进行了比较，其中约化电子阻止本领 $S_e^{\rm LSS}$确定为

$$S_e^{\rm LSS} = K\varepsilon^{1/2}, \tag{2}$$

其中， K 由下式给出

$$K = \frac{0.0793 Z_{\rm HI}^{2/3} Z_t^{1/2} (A_{\rm HI}+A_t)^{3/2}}{A_{\rm HI}^{3/2} A_t^{1/2} (Z_{\rm HI}^{2/3}+Z_t^{2/3})^{3/4}}, \tag{3}$$

约化能 ε 与重离子能量 E （单位为 keV）之间的关系为:

$$\varepsilon = \frac{32.53 A_t E}{(A_{\rm HI}+A_t) Z_{\rm HI} Z_t (Z_{\rm HI}^{2/3}+Z_t^{2/3})^{1/2}}, \tag{4}$$

其中， $Z_{\rm HI}$、 Z_t 分别为重离子和靶的原子序数， $A_{\rm HI}$ 和 A_t 分别为重离子和靶的质量，单位为原子质量单位。

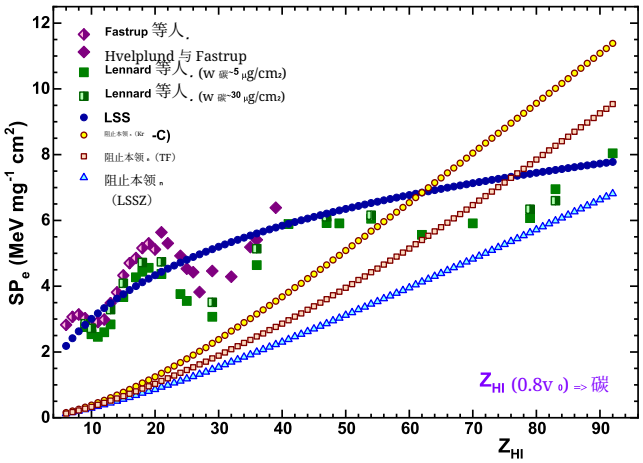


图6。与图1相同，但用于 SP_e 与LSS方法内计算结果的比较 [15]。使用不同近似计算得到的 SP_n 值也以不同符号表示，具体参见文中说明。

图中还显示了核阻止可能产生的贡献，这些贡献是针对约化 S_n（ε）函数采用不同近似计算得到的。最小的SP_n 值对应于齐格勒 [17] 提出的 S_n（ε）近似（图中标记为LSSZ）：

$$S_n = 1.7\varepsilon^{1/2}\frac{\ln[\varepsilon+\exp(1)]}{1+6.8\varepsilon+3.4\varepsilon^{3/2}}, \quad 0.01 \leqslant \varepsilon \leqslant 10;$$
$$S_n = 0.5\ln(0.47\varepsilon)/\varepsilon, \qquad \varepsilon > 10. \tag{5}$$

其他 SP_n 曲线分别对应于通过积分采用托马斯-费米屏蔽的 f（η）函数（例如，详见 [18]）以及通过近似Kr-C自由电子势 [19]获得的 S_n（ε）（图中分别标记为TF和Kr-C）。Kr-C约化 S_n（ε）函数的形式为:

$$S_n^{\rm Kr-C} = 0.5\ln(1+\varepsilon)/(\varepsilon+0.10718\varepsilon^{0.37544}). \tag{6}$$

约化阻止本领值（$S_e^{\rm LSS}$和 S_n）根据以下关系转换为以MeV/(mg/cm²)表示的 $SP_e^{\rm LSS}$和 SP_n 值:

$$SP_{e/n} = S_{e/n}\frac{5.0958 Z_{\rm HI} Z_t A_{\rm HI}}{A_t(A_{\rm HI}+A_t)(Z_{\rm HI}^{2/3}+Z_t^{2/3})^{1/2}}. \tag{7}$$

比较图1和图6可以看出，利用式（5）和式（7）计算得到的 SP_n 值对总阻止本领值的贡献最小。在图7中，将实验 [9–11] 中获得的 SP_e 和$\Delta E/\Delta X$ 值与相应的 $SP_{\rm LSSe}$值以及 $SP_{tot}^{\rm LSS}$计算值进行了比较。该图可与图4进行比较，后者显示了根据SRIM计算得到的类似阻止本领比。正如预期且从图7可以看出，对于 $Z_{\rm HI} \lesssim 40$，计算结果无法再现 SP_e 中的振荡，尽管LSS计算对于 $Z_{\rm HI} \gtrsim 40$ 的数据比SRIM得到的结果更为接近 SP_e 。与此同时，由式（5）和式（7）得到的核阻止贡献仍被高估，这一点可从图的上面板看出。

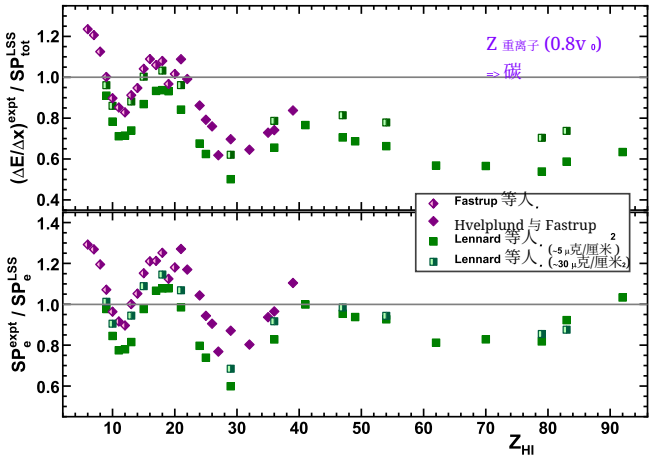


图 7。与图 4 相同，但此处比较的是 $\Delta E/\Delta X$ 数据 [9–11] 与使用公式（2）–（4）计算电子阻止、使用公式（5）计算核阻止的 LSS计算结果（上图）。下图展示了在相同研究中提取的 SP_e 值与采用 LSS方法计算所得值的比较。与实验数据的两项比较均使用公式（7）完成。

下一节将考察现有的总阻止本领和电子阻止本领数据随重离子速度的变化，并将其与 SRIM计算得到的相应值进行比较。在此基础上，尝试通过这种比较估算核阻止本领。

III. 阻止本领速度依赖性

如上所述，许多实验获得的阻止本领数据涉及总阻止本领值。在相对较高的

速度下，核阻止可以忽略，这些数据可能指电子阻止本领分量。在低能阻止本领测量中 [9–11], 实验是在重离子逃离靶时、前向角度的狭窄范围内进行的。与 SP_n 分量不同， SP_e 分量与逃逸角度无关。因此，下面讨论的 SP_n 值指的是“前向”值。从这个意义上说，上述分析 [14] 的结果显示，约化核阻止存在两种不同的经验近似，分别对应“所有角度”和“前向”值。

实验中得到的总阻止本领值之比 $SP_{\mathrm{expt}\,tot}$ [1, 2] 与使用 SRIM 计算得到的总阻止本领值之比 SP_{tot}^{SRIM} [1]，揭示了总阻止本领随重离子速度变化的一般趋势。图 8 展示了这些比值随约化速度 $V_r = (V/v_0)/Z^{2/3}$ 重离子 的变化关系（$Z_{\mathrm{HI}} \geqslant 20$ （V 和 v_0 分别为重离子速度和玻尔速度）。V_r 参数化方法早先曾用于许多研究中根据阻止本领数据推导重离子有效电荷（例如参见 [12, 20–24]）。

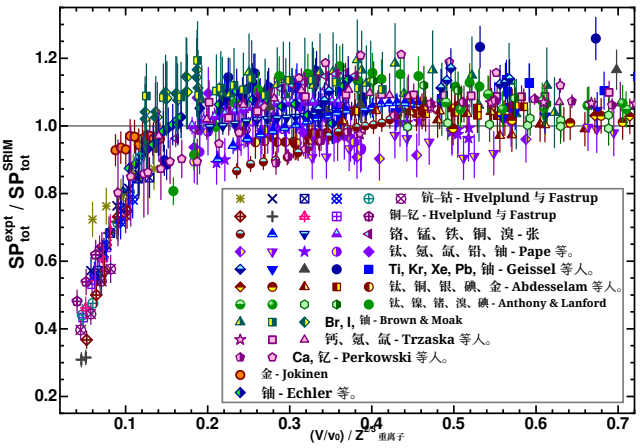


图 8. 实验中获得的总阻止本领值SP_{tot}^{expt} [1, 2] 与使用 SRIM $SP_{\mathrm{SRIM}tot}$ [1]计算的总阻止本领值之比，表示为重离子约化速度（V/v_0）$/Z^{2/3}$ 重离子（不同符号对应图示的重离子）的函数。图中还标出了相关研究第一作者的姓名。

如图所示，在 $V_r \gtrsim 0.2$ 下，SRIM 总体上能够重现 SP_{tot}^{expt} 数据，偏差范围约为 +20 至 -15%。在 $V_r \lesssim 0.15$ 下，SRIM 高估了所有正在分析的重离子的 SP_{tot}^{expt} 值。这些不一致无法用 SP_e^{SRIM}高估来解释（见图1和图 4 下图），而是由相应的 SP_n^{SRIM}值高估所致。实验数据与计算结果之间的具体偏差，可能是由于特定的 Z_{HI} 阻止过程与 SRIM 的预测不同。鉴于此，需要针对每种特定离子考察阻止本领数据。

A. 总阻止本领数据分析

图 9–19 展示了氩至铀重离子的实验总阻止本领值与 SRIM 计算所得总阻止本领值之比。这里需要说明一些后续分析所用 SP_{tot}^{expt} 数据的细节。分析时优先使用可获得的原始数据（及其原始误差）。若原始文献中没有表列数据，则使用数据库 [2] 中的阻止本领数据。

对氩至铀离子的 $SP_{tot}^{\mathrm{expt}}/SP_{\mathrm{SRIM}tot}$ 值随 V_r 变化的数据，采用加权LSM程序框架下的修正函数进行拟合：

$$f_{cor}(V_r) \equiv SP_{tot}^{\mathrm{expt}}/SP_{tot}^{\mathrm{SRIM}} = a - b\exp(-kV_r), \quad (8)$$

其中， a、 b和 k 为拟合参数。

SP_{tot}^{expt} 和 $SP_{\mathrm{SRIM}tot}$ 数值的比值如图9所示。氩和钾离子的SP_{tot}^{expt} 数据取自相应的表 [9, 11, 20, 25, 26]，而 Giessel 等人获得的氩数据则取自数据库 [2]。低速氩阻止本领数据 [22]是根据列表中的入射能量和出射能量（分别为E_{in} 和 E_{out}）、靶厚度 ΔX以及以下关系式得到的：

$$SP_{tot}^{\mathrm{expt}} = (E_{in} - E_{out})/\Delta X. \quad (9)$$

如图所示，最近[25] 获得的氩数据与 Giessel 等人早先获得的数据 [2] 彼此吻合，而 $V_r \gtrsim 0.4$ 处的数据 [20] 与它们不一致。对于 $0.8v_0$ 处的薄靶，氩和钾数据 [11] 也与 [9, 22]的数据不一致。拟合时排除了这些数据 [11, 20] 。由此得到的氩和钾数据拟合参数值列于表 I。正如预期，加入数据[11, 20] 会导致拟合参数误差增大，并使表征拟合质量的约化 χ_r^2 值增大。

图10展示了钙和钪的阻止本领数据 [9, 25–28] ，并与SRIM计算进行了比较。可以看出，即使省略 $0.3 < V_r < 0.4$ 处的数据 [26] ，使用公式（8）确定的函数进行拟合所得的拟合曲线仍无法与钙数据[9, 25, 27]吻合。这表明， [9] 在相对高速度下的数据以及 [27] 在相对低速度下的数据是可靠的。在这方面，值得注意的是，钙数据拟合所得的约化 χ_r^2值（1.66）大于钪数据所得的值（0.18），后者表明拟合效果良好，前提是忽略数据 [11] 。后者对应的阻止本领值明显低于 [9] 中所得的值。

图11展示了钛和钒的阻止本领数据与SRIM计算结果的对比。相对高速度下的钛数据（$V_r \gtrsim 0.3$） [20, 21, 23, 26, 28, 29] 与Giessel等人 [2] 获得的数据 [21] （取自数据库[2]）相当吻合。射程测量数据 [30]（图中标记为R）与低速度数据 [10]以及相对高速度下获得的数据一致。这些数据最初被归为电子阻止本领 [30]

并取自数据库 [2]。这些数据被归为总阻止本领（考虑到射程末端弹性碰撞占主导地位，似乎不可能在射程测量中分离非弹性分量和弹性分量）。钒数据 [26] 采用常数值拟合了 $SP_{tot}^{\text{实验}}/SP_{tot}^{\text{SRIM}}$比值。钛离子和钒离子数据拟合的结果列于表 I。

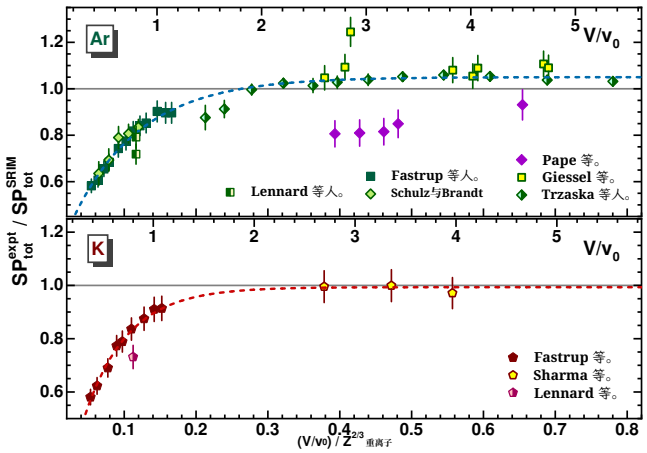


图 9。与图 8 相同，但仅针对氩离子和钾离子（分别对应上面板和下面板）。数据拟合公式（8）的结果以虚线表示（如正文所述，数据 [11, 20] 未纳入拟合）。为便于参考，面板上方坐标轴标出了相对速度 V/v_0。

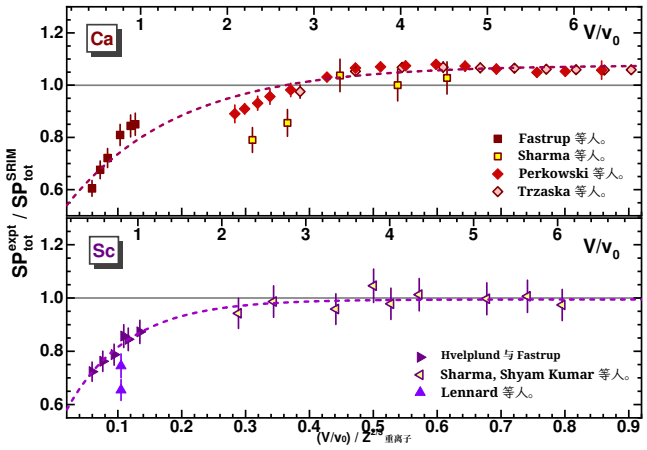


图10。与图9相同，但对应钙离子和钪离子（分别见上面板和下面板）。详情请参见正文。

图12显示了铬和锰阻止本领数据 [7, 10, 11, 26, 28] 与SRIM计算结果的比较（数据[7] 取自数据库 [2]）。铬数据在$0.3 \lesssim V_r \lesssim 0.5$ [28] 处以及锰数据在 $0.2 \lesssim V_r \lesssim 0.5$ [26] 处与后来通过小误差 [7] 获得的数据存在一定不一致。拟合曲线无法使铬数据 [7] 与低速度 [10] 处的数据相匹配（与钙数据类似）。这是因为在拟合过程中，精度较高的数据 [7]比精度较低的数据 [10, 26,28]具有更大的权重。如图所示，$0.8v_0$ [11] 处的数据与相同速度下的 [10]数据不一致，因此在拟合过程中被忽略。拟合结果列于表 I 中。

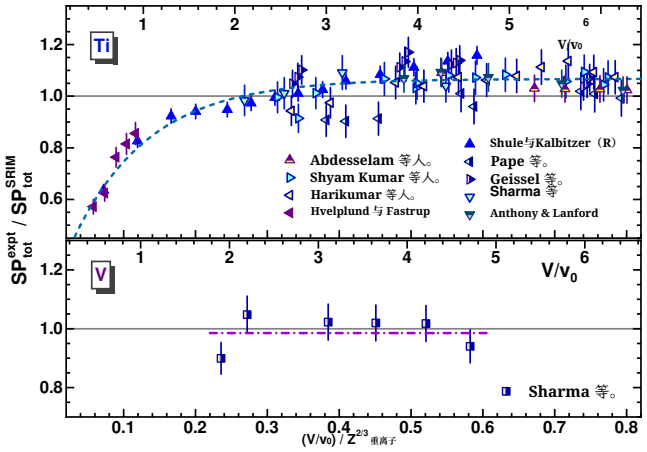


图 11. 与图 9 和图 10 相同，但分别针对钛离子和钒离子（上面板和下面板）。详情请参见正文。

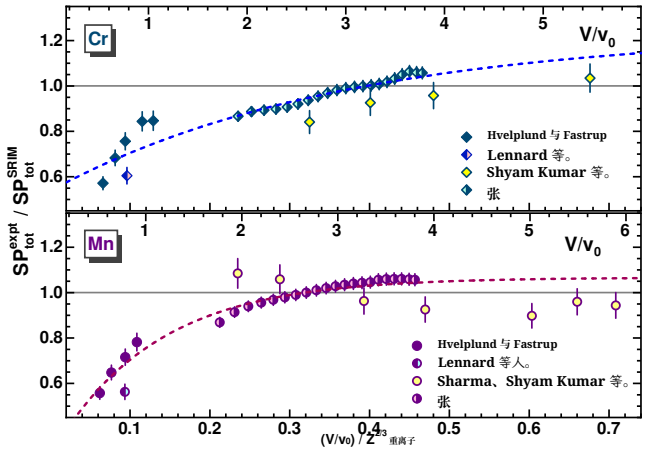


图1 2. 与图9–11相同，但分别针对铬离子和锰离子（上面板和下面板）。详情请参阅正文。

图 13 展示了铁和钴的阻止本领数据 [7, 10, 28, 29, 31] 与 SRIM计算的对比。与钙和铬的数据分析（见图 10 和图 12）不同，拟合曲线能够较好地匹配 $V_r \gtrsim 0.2$ [7] 处的铁和钴数据（取自数据库 [2]）与低速度下的数据 [10] （$\chi_r^2 = 0.985$，分别对应铁和钴的数据拟合）。拟合结果列于表 I。

表 I。根据 Ar 至 U 比值 $SP_{\text{实验值}\,tot}\ /SP_{tot}^{\text{SRIM}}$使用公式（8）拟合得到的拟合参数值 a、b 和 k。指定离子的离子符号和公式（8）的适用范围分别列于首列和末列。数据拟合结果也显示在图 9–19 中。

Ion	a	b	k	V_r 范围
Ar[a]	1.0502±0.0063	0.829±0.061	10.62±0.94	0.05–0.8
K[b]	0.9934±0.0105	1.027±0.055	16.71±1.05	0.05–0.6
Ca[c]	1.0764±0.0087	0.601±0.045	5.69±0.67	0.06–0.9
Sc[b]	0.9946±0.0095	0.511±0.062	10.49±1.60	0.06–0.8
Ti	1.0672±0.0085	0.827±0.061	9.46±0.96	0.06–0.8
V	0.9852±0.0274			0.2–0.6
Cr[b]	1.2383±0.1157	0.700±0.089	2.72±0.92	0.06–0.7
Mn[b]	1.0664±0.0193	0.786±0.064	7.75±1.14	0.06–0.7
Fe	1.0311±0.0065	1.380±0.149	18.02±1.96	0.04–0.7
Co	1.0167±0.0074	1.140±0.050	12.69±0.88	0.04–0.5
Cu[b]	1.0605±0.0058	1.874±0.144	18.75±1.32	0.05–0.8
Ge	1.0122±0.0117	1.827±0.142	19.81±1.56	0.04–0.9
Br	1.1261±0.0081	1.352±0.070	13.67±0.86	0.04–0.9
Kr [d]	1.0856±0.0075	1.326±0.115	14.51±1.49	0.04–0.8
Y	1.1794±0.0141	1.127±0.133	10.92±2.08	0.04–0.8
Ag	1.0129±0.0130	0.847±0.332	11.70±6.67	0.06–0.7
I	1.0786±0.0069			0.2–0.6
Xe	1.0668±0.0090	1.140±0.083	12.46±1.19	0.05–0.8
Au	0.9718±0.0174	7.44±7.48	56.8±23.4	0.04–0.4
Pb	1.1008±0.0263	1.335±0.105	13.38±2.40	0.04–0.8
U	1.0687±0.0067	1.711±0.102	21.28±1.42	0.04–0.8

[a] 无数据 [11, 20]（见正文）。[b] 无数据 [11]（见正文）。[c] 无数据 [26] 砹 $0.3 < V_r < 0.4$（见正文）[d] 无数据 [20]（见正文）。

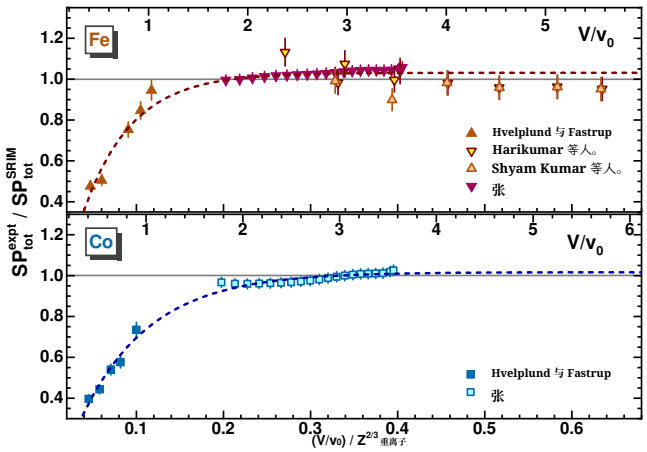


图13. 与图9–12相同，但分别展示铁离子和钴离子（上面板和下面板）。详情请参阅正文。

图14展示了镍和铜的阻止本领数据 [7, 10, 21, 23, 26, 28, 29, 31] 与 SRIM计算的对比。$V_r > 0.4$ 处的镍数据 [21, 31] 彼此吻合良好，且比 SRIM计算高出~5 %。在 $V_r < 0.4$处，数据 [7, 31] 显著超出超过 SRIM 计算值，如图所示（数据[7] 取自数据库 [2]）。因此，镍数据未使用公式（8）进行处理。对于铜数据，拟合曲线使高速度数据[7, 10, 21, 23, 26, 28, 31] 与低速度数据 [10]相吻合。忽略数据 [11] 后，得到最小 $\chi_r^2 = 0.774$ 值。拟合结果列于表 I。

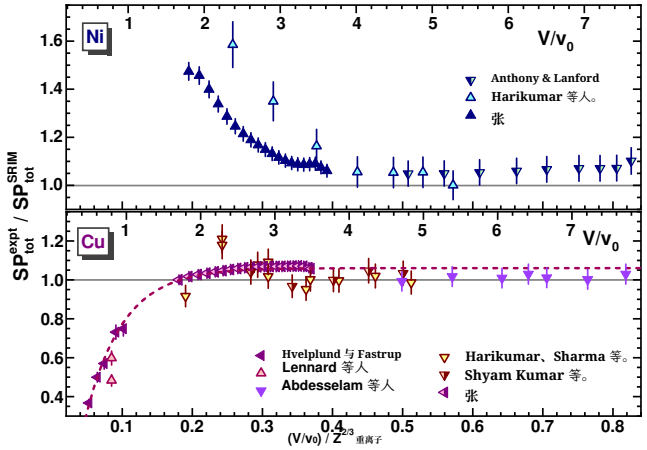


图14. 与图9–12相同，但分别针对镍离子和铜离子（上面板和下面板）。详情请参阅正文。

图15比较了锗和溴的阻止本领数据 [7, 10, 12, 21]与SRIM计算（数据 [7] 取自数据库 [2]）。由于缺少中等速度下锗离子的数据$0.1 \lesssim V_r \lesssim 0.4$，拟合参数（$b$ 和 k 值）多少有些不可靠，尽管数据拟合良好$\chi_r^2 = 0.809$。$V_r \lesssim 0.6$ [7, 12, 21]处的溴数据相当一致。以SP_e 值形式呈现的数据 [12] 已针对 SP_n进行了修正。后者是利用约化值 [32]下给出的近似表达式 $S_n(\varepsilon) = 0.5\ln(1.294\varepsilon)/\varepsilon$ 计算得到的。这项修正相当于数据 [12] 中最低速度处 SP_{tot} 值的 ≃1.5%，该数据的准确度为10%。拟合结果列于表 I。

图16展示了氪和钇的阻止本领数据 [10, 11, 20, 25,33] 以及 Geissel 等人获得的数据 [2]，并将其与 SRIM 计算结果进行了比较。与氩数据的情况一样，在 $V_r \gtrsim 0.3$ 处的氪数据 [20] 明显低于 Geissel 等人的数据，且 [25], 彼此吻合良好。图中显示，后两组数据与低速度数据 [10, 11] 一起，均可用公式（8）很好地拟合（$\chi_r^2 = 0.669$）。尽管钇数据 [33] 与低速度数据 [10], 吻合良好，数据拟合仍得出了较大的 $\chi_r^2 = 7.38$ 值。若认为数据[33] 可靠，那么拟合效果不佳可归因于公式（8）所采用的简化拟合模型；该模型无法在 $V_r \gtrsim 0.2$ 处以较小误差描述数据。

图17展示了银和碘的阻止本领数据 [11, 12, 21, 23] 与SRIM计算结果的对比。 [11, 23] 获得的银数据 [23] 是唯一可用的数据。由于核阻止

根据SRIM计算，在最低速度下，核阻止仅占总阻止的0.8%。这一数值远低于赋予数据的5%总不确定度。$V_r > 0.2$ 处的碘数据 [12, 21, 23] 彼此相当吻合，而 $V_r < 0.2$处的数据 [12, 21] 则差异较大。 [12] 的 $SP_e^{\rm expt}$ 数据按照与溴数据 [12] 相同的方式对 SP_n 进行了修正。银数据采用公式（8）进行拟合，而 $V_r > 0.2$处的碘数据则可用常数拟合 $SP_{tot}^{\rm expt}/SP_{{\rm SRIM}tot}$比值，这与钒数据的处理方式相同（见图 11）。

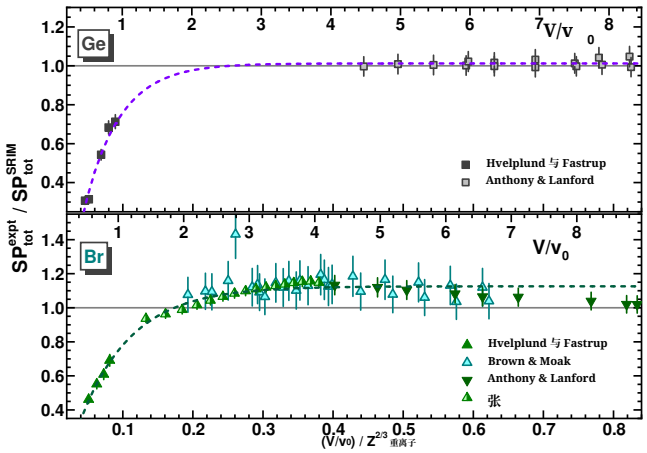


图15。与图9–14相同，但针对锗离子和溴离子（分别对应上面板和下面板）。详情请参见正文。

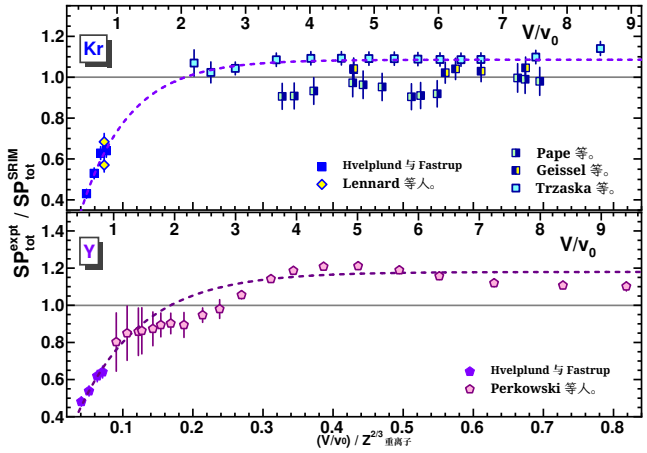


图16。与图9–15相同，但分别针对氪和钇离子（上面板和下面板）。详情请参见正文。

图18展示了氙和金的阻止本领数据 [11, 20, 23, 25,34, 35], , 以及 Geissel等人获得的氙数据和标注为 IAEA 技术文件的金数据（两者均取自数据库 [2]），并将其与 SRIM计算进行了比较。氙数据在 $0.2 < V_r < 0.6$ 处彼此接近，另一组数据。最初以 $SP_e^{\rm expt}$形式呈现的数据 [34] 仅限于 $V_r \gtrsim 0.2$。在这些速度下， $SP_n^{\rm SRIM}$值对 $SP_{tot}^{\rm SRIM}$的贡献不到3%，小于 [34]中给出的相应数据误差。金数据 [23]被归入$SP_{tot}^{\rm expt}$ 值，因为根据最低能量下的 SRIM计算，核阻止仅占总阻止的1.5%。这一贡献远小于该研究中给出的相应误差。对于金数据 [35]， $SP_{tot}^{\rm expt} = \Delta E/\Delta X$估算基于表列的 ΔE 数据。这些数据对应的金输入能量为 $E_{in} = 15-37$ MeV。由此得到的$SP_{tot}^{\rm expt}$ 值的平均能量估算为 $E_{av} = E_{in} - SP_{\text{实验}\,tot}\ \ \Delta X/2$。将 $0.8v_0$ [11]处对应不同靶厚度的氙和金数据补充进来，并用公式（8）拟合了两组数据。金的阻止本领数据从 $0.08 \lesssim V_r \lesssim 0.14$ [35] 到 $0.8v_0$ [11]处出现陡降，导致拟合得到的 b 和 k 值较大，且误差也较大。这些值明显高于其他重离子的相应值（见表 I）。

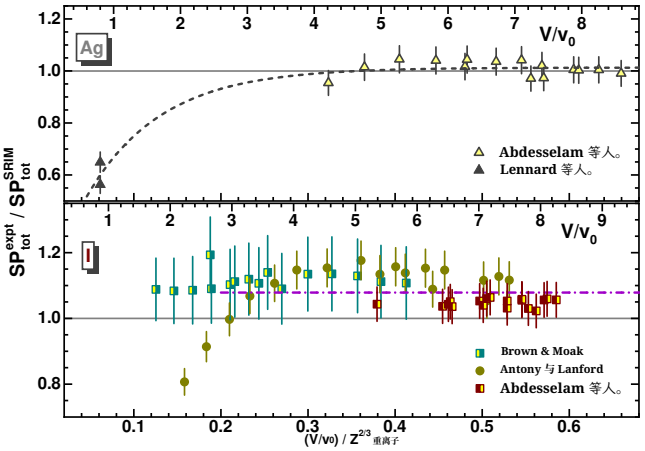


图 17. 与图 9–16 相同，但分别对应银离子和碘离子（上面板和下面板）。详情见正文。

图19显示了Pb和U的阻止本领数据 [11, 12, 20, 36],以及Geissel等人 [2] 获得的数据，并将它们与SRIM计算进行了比较。尽管Geissel等人和 [20] 的Pb数据彼此存在一些分歧，但仍将它们合并起来用公式（8）进行拟合。同一作者的U数据也呈现出类似的差异。这些数据与其他数据 [12, 36], 总体上相符，令人满意。以 SP_e值形式呈现的U数据 [12] ，按照与Br和I数据 [12]相同的方式进行了 SP_n 校正。所得的 $SP_{tot}^{\rm expt}$ 数据略高于后来在相同速度下获得的数据 [36], , 但如图所示，它们与其余数据在误差条范围内一致。Pb和U数据还补充了低速度下的Bi和U数据 [11]。这样做时，忽略了Pb和Bi的阻止本领值可能存在的差异。拟合结果列于表 I。

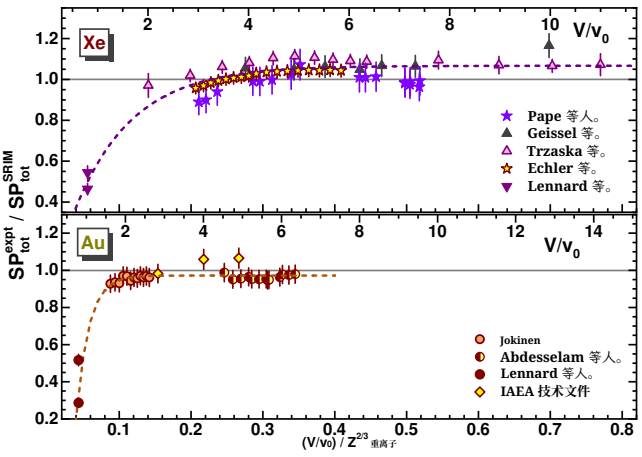


图18。与图9–17相同，但对应于氙和金离子（分别为上面板和下面板）。详细信息见正文。

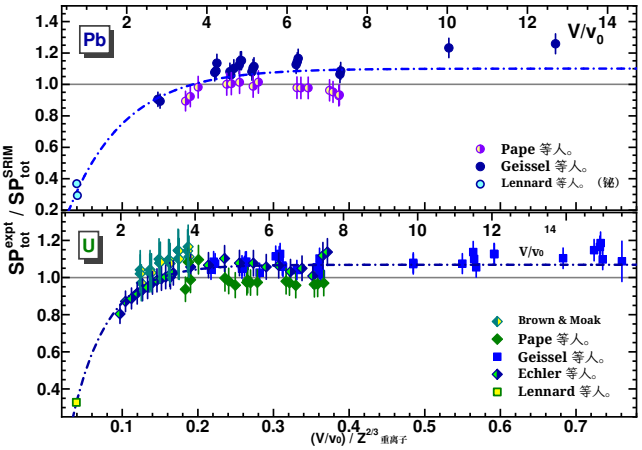


图1 9。与图 9–18 相同，但仅针对铅离子和铀离子（分别对应上面板和下面板）。详情见正文。

图20将表 I 中列出的拟合参数表示为重离子原子序数的函数。如图所示，在高速度下对应于 $SP_{tot}^{\text{实验}}/SP_{tot}^{\text{SRIM}}$比值的振幅 a，以约0.9–1.2的幅度呈不规则振荡。指数参数（b 和 k）决定了低速度下递减的 $SP_{tot}^{\text{expt}}/SP_{tot}^{\text{SRIM}}$比值；它们在$24 \lesssim Z_{\text{HI}} \lesssim 40$区域内存在一定程度的相关性，并且在更高的 Z_{HI} 下可能也如此（由于误差较大，Au参数未列出）。

现在，使用公式 (1) 和 (8) 以及表 I 中列出的参数值，可以估算SP_n^{expt}值：

$$SP_n^{\text{expt}} = f_{cor}(V_r)SP_{tot}^{\text{SRIM}} - SP_e^{\text{expt}}, \qquad (10)$$

其中，SP_e^{expt}为实验中测得的电子阻止本领。下一节将讨论SP_e^{expt}估算。

在下一节中，将对现有的 SP_e^{expt}数据和 $SP_{\text{SRIM}e}$ 计算采用与上文分析SP_{tot}^{expt} 数据时相同的公式（8）近似。

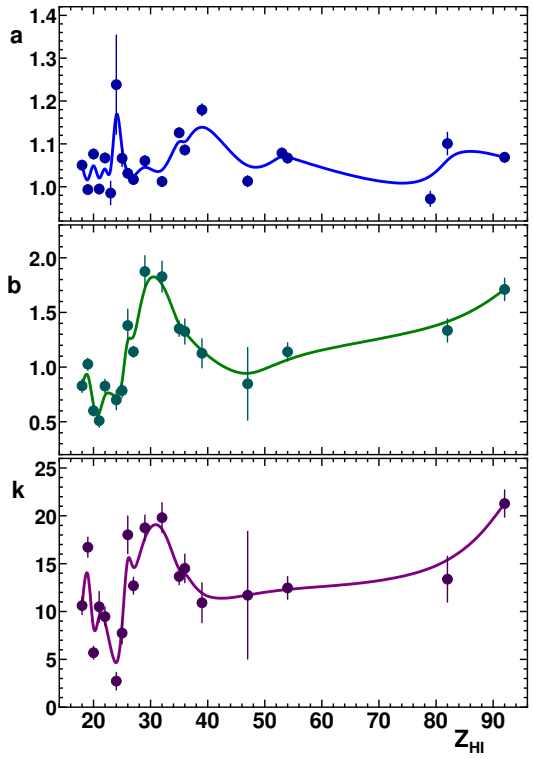


图20。表 I 中列出的拟合参数 a、 b和 k 分别以实心圆表示，并作为 HI 原子序数的函数绘出（从上到下依次对应各面板）。实线为数据的 B 样条近似。

B. 电子阻止本领数据分析

在图21–29中，展示了氩到铀的重离子实验得到的电子SP值与SRIM计算得到的电子SP值的比较结果。应说明在本研究中采用的 SP_e^{expt}数据的一些细节，具体讨论如下。与SP_{tot}^{expt} 一样，分析倾向于使用可获得的原始数据（以及原始误差）。

氩到铀离子的 $SP_{\text{实验}e}/SP_e^{\text{SRIM}}$值采用加权LSM程序进行拟合，并应用了 V_r的指数校正函数，类似于公式（8）：

$$f_{cor}^{e}(V_r) = SP_e^{\text{expt}}/SP_e^{\text{SRIM}} = a_e - b_e\exp(-k_eV_r), \quad (11)$$

其中， a_e、 b_e和 k_e 为拟合参数。

氩和钾离子的 SP_e^{expt}与 SP_e^{SRIM}数值之比见图21。氩和钾的 SP_e^{expt}数据 [9, 11, 20, 22, 25, 26] 取自相关文献各自的表格，而Geissel等人的氩数据则取自数据库 [2]。高速度数据 [20, 26] 以及

Geissel等人的数据与图9所示相同，而数据 [25] 仅限于速度 $V_r > 0.3$。该限值对应于这样的数值：从该数值起，SP_n^{SRIM}给出的贡献低于 [25]中指定的SP数据误差。氩数据 [20] 与类似数据[25] 以及Geissel等人的数据 [2]，相矛盾，后两者彼此一致，如图9所示。低速度数据 [11] 也与数据 [9, 22], 相矛盾，如图21所示。因此，数据 [11, 20] 随后从 $SP_{\text{实验}e}$ $/SP_e^{\mathrm{SRIM}}$比值的拟合中移除。由此获得的氩和钾数据的拟合参数值列于表II。

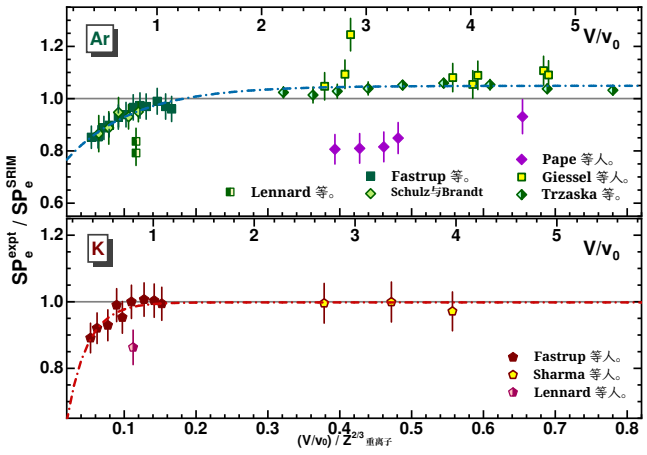


图 21 SP_e $/SP_e$ [9, 11,。实验 20, 22, 25, 26] *et al.* [2] SRIM氩和钾数据的比值，以及 Geissel 氩数据的比值（分别对应上面板和下面板）。使用公式（11）进行数据拟合的结果以点划线表示（数据 [11] 和 [20] 被排除）。各面板的上方坐标轴对应于为便于参考而显示的相对速度 V/v_0。

图22显示了钙和钪的电子阻止本领数据 [9,25–28]，并与SRIM计算进行了比较。与图10一样，即使省略了位于处的数据，拟合曲线也无法使钙数据与公式（ 11 [26] $0.3 <$）相 $V_r < 0.4$ SP_n^{SRIM} V_r 匹配。请注意，数据 [27] 中最低处的数值对应于 $SP_{\mathrm{SRIM}tot}$ 的2%，小于该研究中给出的阻止本领数据误差（3.8%）。因此，数据 [27] 可能与整个 V_r范围内的 SP_e^{expt}值有关。这意味着，在总阻止本领的考量中，相对高速度下的电子阻止本领数据 [27] 以及相对低速度下的电子阻止本领数据 [9] 是可靠的。当忽略数据[11] 时，采用恒定阻止本领比值获得了最佳的钪数据拟合结果。后者对应的电子阻止本领值明显低于在 [9]中得到的值。钙和钪数据拟合的结果列于表II中。

图23展示了钛和铬的电子阻止本领数据 [7, 10, 11, 20, 21, 23, 26, 28, 29]以及Geissel等人获得的数据，并与SRIM计算结果进行了比较。速度相对较高时的钛数据（$V_r \gtrsim 0.3$）彼此吻合较好（数据 [21] 和Geissel等人的数据取自数据库 [2]）。铬数据 [7] 在最低速度下的数值超过了数据误差（2.5%），因此其 SP_n^{SRIM} 被排除在拟合之外。当不考虑 [11] 的数值时，采用恒定阻止本领比获得了最佳数据拟合。后者对应的电子阻止本领值显著低于 [9]中得到的值。钛和铬数据拟合的结果列于表II中。

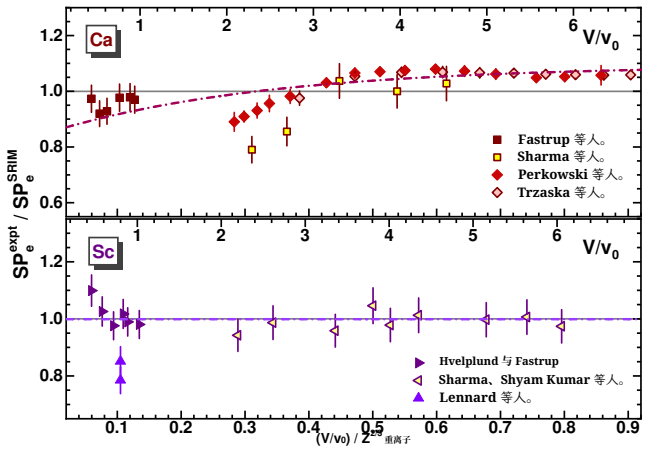


图22。与图21相同，但分别对应钙离子和钪离子（上面板和下面板）。详情请参阅正文。

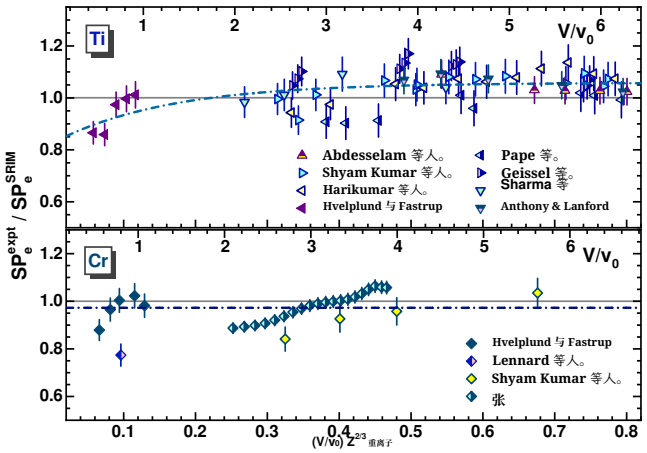


图23。与图21和图22相同，但分别对应钛离子和铬离子（上面板和下面板）。详情请参阅正文。

图24将锰和铁的电子阻止本领数据 [7, 10, 11, 26, 28, 29, 31] 与SRIM计算进行了比较（数据[7] 取自数据库 [2]）。$0.2 \lesssim V_r \lesssim 0.5$ [26, 28] 处的锰数据与后来获得的数据存在差异，后者的误差较小 [7]。$0.8v_0$ [11] 处的锰数据点与相同速度 [10] 下的数据不符，因此未纳入拟合。最低速度下的锰和铁数据 [7] 也未纳入拟合，因为其 SP_n^{SRIM}值超过了数据误差（2.5%）。拟合结果列于表II。

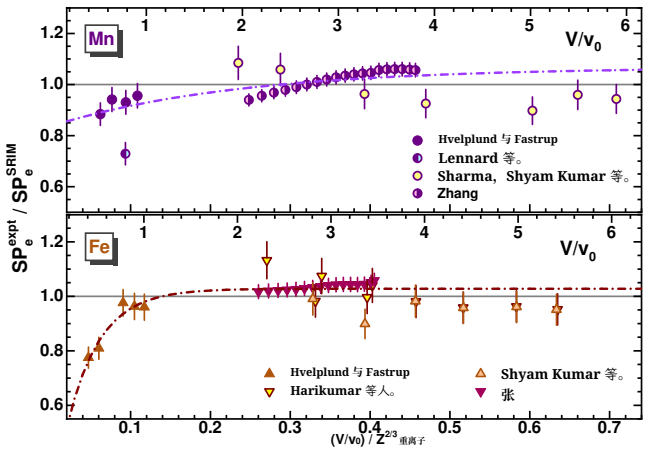


图24。与图21–23相同，但分别对应锰离子和铁离子（上面板和下面板）。详情请参阅正文。

表II。使用公式（11）对氩至铀的 a_e, b_e 和 k_e $SP_{e}^{实验}/SP_e^{SRIM}$数据进行拟合所得的参数值。指定离子的离子符号及公式（11）的适用范围分别列于第一列和最后一列。数据拟合结果也见图21–29。

Ion	a_e	b_e	k_e	V_r 射程
Ar[a]	1.0490±0.0056	0.351±0.076	10.8±2.6	0.05–0.8
K[b]	0.9980±0.0095	0.725±0.474	35.5±12.0	0.05–0.6
Ca[c]	1.0928±0.0279	0.236±0.043	2.9±1.3	0.06–0.9
Sc[b]	0.9989±0.0098			0.06–0.8
Ti	1.0580±0.0126	0.233±0.057	6.3±2.9	0.06–0.8
V	0.9852±0.0274			0.2–0.6
铬[b, d]	0.9725±0.0110			0.06–0.7
锰[b, d]	1.0676±0.0526	0.231±0.053	4.3±3.0	0.06–0.7
Fe[d]	1.0278±0.0054	0.832±0.335	24.3±7.1	0.04–0.7
Co[d]	1.0707±0.0373	0.282±0.027	4.0±1.3	0.04–0.5
铜[b,d]	1.0542±0.0055	1.464±0.849	32.2±9.6	0.05–0.8
Ge	1.0207±0.0150	5.385±3.329	53.7±12.8	0.04–0.9
Br	1.1284±0.0081	0.697±0.256	17.3±6.1	0.04–0.9
Kr[e]	1.0883±0.0072	0.550±0.197	15.9±5.8	0.04–0.8
Y	1.1752±0.0239	0.386±0.166	8.8±5.4	0.04–0.8
Ag	1.0116±0.0131	0.178±0.110	8.9±10.7	0.06–0.7
I	1.0786±0.0069			0.2–0.6
Xe	1.0744±0.0111	0.579±0.065	9.0±1.2	0.05–0.8
Pb	1.0953±0.0252	1.352±0.313	16.7±6.1	0.04–0.8
U	1.0709±0.0061	1.972±0.661	31.9±8.5	0.04–0.8

a 缺少数据 [11, 20] （见正文）。b 缺少数据 [11]（见正文）。c 缺少数据 [26] 破 $0.3 < V_r < 0.4$ （见正文）d 缺少数据 [7] 在最低速度下（见正文）。e 缺少数据 [20] （见正文）。

图25将钴和铜的电子阻止本领数据 [7, 10, 11, 23, 28, 29, 31] 与SRIM计算进行了比较（数据 [7] 取自数据库 [2]）。最低速度 [7]下的阻止本领数据未纳入拟合，因为其 SP_n^{SRIM}值超过了数据误差（2.5%）。Cu 数据在 $0.8v_0$ [11] 处与 [10]在相同速度下获得的数据不一致，因此未用于拟合。结果表明，拟合曲线与低速 [10]下获得的 Co 和 Cu 数据 [7] 相当吻合。同时，这些曲线变化显著。拟合结果列于表II。

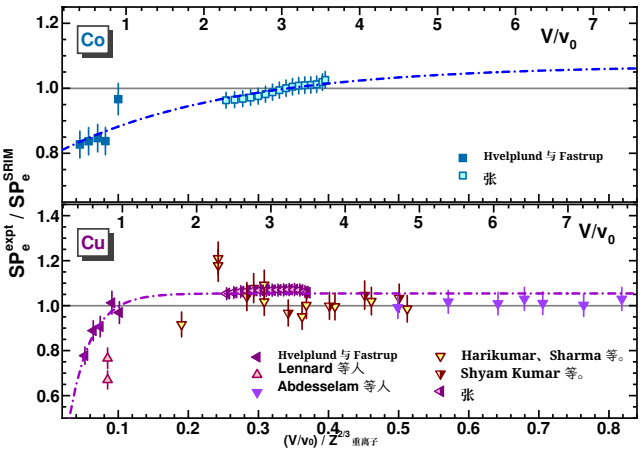


图25。与图21–24相同，但对应于钴离子和铜离子（分别为上面板和下面板）。详见正文。

图26比较了锗和溴的电子阻止本领数据 [7, 10, 12, 21] 与SRIM计算结果（数据 [7] 取自数据库 [2]）。 $V_r \lesssim 0.6$[7, 12, 21] 处的溴数据基本一致。与前面的情况一样，最低速度下的溴数据 [7] 被排除在拟合之外，因为其SP_n^{SRIM}值超过了数据误差（2.5%）。与钴和铜的比值情况一样，锗和溴比值的拟合曲线差异显著。拟合结果列于表II中。

图27展示了Kr和Y的电子阻止本领数据 [10, 11, 20, 25, 33] 以及Geissel等人获得的数据（取自数据库 [2]），并将其与SRIM计算结果进行了比较。与氩数据一样，Kr数据 [20] 在$V_r \gtrsim 0.3$ 处明显低于Geissel等人的数据，而 [25], 与后者彼此吻合较好。需要注意的是，最低速度处Kr数据点的误差 [25] 超过了相应的 SP_n^{SRIM}值。图中所示， [25], 以及Geissel等人的数据和低速度数据 [10, 11], 均可用公式（11）很好地拟合。在拟合过程中，Y数据 [33] 被限制在 SP_n^{SRIM}值不超过数据误差的速度范围内。这些数据与低速度数据 [10] [$\chi_r^2 = 8.50$ 不匹配，无法用公式（11）]进行拟合。假定数据 [33], 的可靠性，较差的数据拟合可能是由于拟合模型过于简化所致，因为该模型无法描述很宽范围内的 V_r。

图28展示了银和氙的电子阻止本领数据 [11, 12, 20, 21, 23, 25, 34], ，以及 Geissel 等人获得的数据（取自数据库 [2]），并将其与 SRIM 计算结果进行了比较。由于核阻止

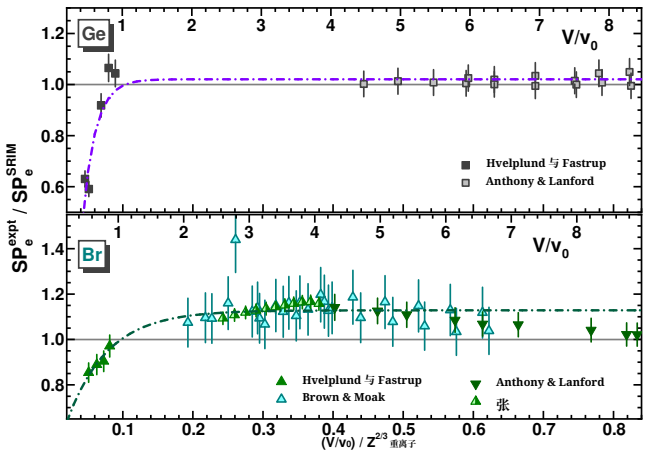


图26。与图21–25相同，但分别对应锗离子和溴离子（上面板和下面板）。详情见正文。

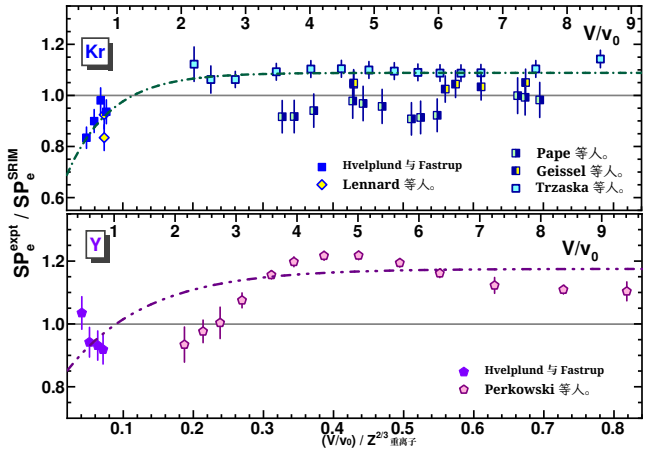


图27。与图21–26相同，但分别对应氪离子和Y离子（上面板和下面板）。详情请参见正文。

仅占最低速度下银总阻止的 0.8%，因此将银数据 [23] 归入了 $SP_e^{\rm expt}$值。这个数值远低于赋予该数据的 5% 总不确定度。最低速度下的氙数据 [25] 中， $SP_n^{\rm SRIM}$值超过数据误差的部分未纳入拟合。氙的原始 $SP_e^{\rm expt}$数据 $V_r \gtrsim 0.2$ [34] 仅用于氙数据拟合。在这些速度下， $SP_n^{\rm SRIM}$值对 $SP_{tot}^{\rm SRIM}$的贡献不到 3%，低于 [34]中给出的相应数据误差。使用 TRIM 模拟估算 [34] 中的 SP_n 值，随后从测得的 $SP_{tot}^{\rm expt}$ 中减去这些值。图中所示的 $V_r \lesssim 0.2$ [34]低速数据与数据 [11] 不一致，这是由于 TRIM 模拟高估了核阻止。同时， $V_r > 0.2$ 下的所有氙数据彼此吻合良好。

使用公式（11）进行拟合的结果列于表II。

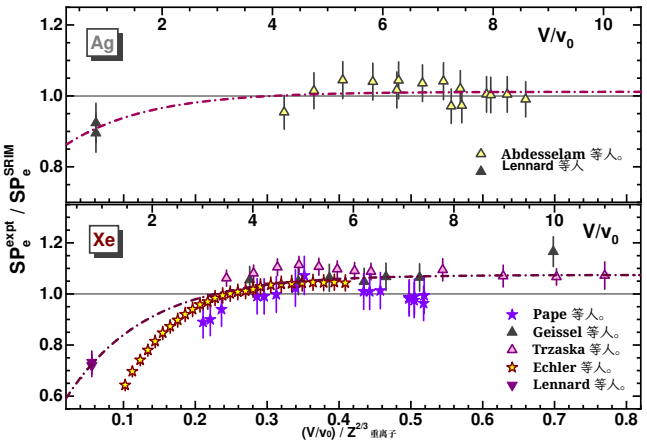


图28。与图21–27相同，但对应银离子和氙离子（分别见上面板和下面板）。详情请参阅正文。

碘的阻止本领数据 [12, 21, 23] at $V_r > 0.2$（在第III A节中讨论）彼此相当一致，而在 $V_r < 0.2$ 处，数据 [12, 21]差异较大（见图 17）。在 $V_r > 0.2$处，$SP_n^{\rm SRIM}$值小于 $SP_{tot}^{\rm SRIM}$的3%，也小于数据误差（5–10%）。因此，I离子在 $V_r > 0.2$ 处的电子阻止本领比，与通过对碘 $SP_{实验\,tot}$ $/SP_{tot}^{\rm SRIM}$比值进行常数拟合得到的结果相同（见表II）。

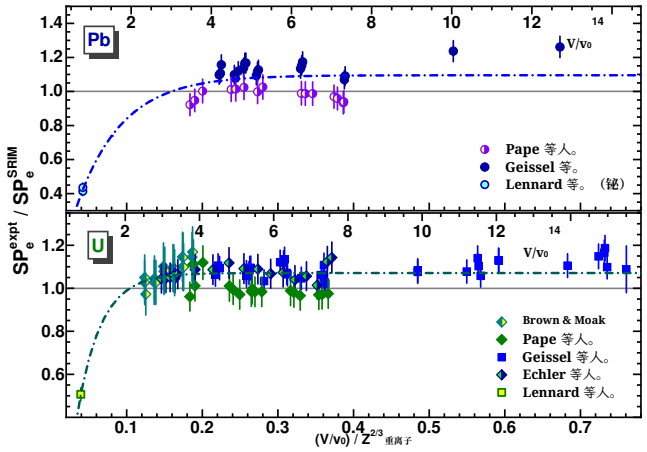


图29。与图21–28相同，但分别对应铅离子和铀离子（上面板和下面板）。详情请参见正文。

图29展示了电子阻止本领的Pb和U数据[11, 12, 20, 36], ，以及Geissel等人获得的数据（取自数据库 [2]），并与SRIM计算结果进行了比较。尽管Geissel等人的Pb数据与 [20] 彼此存在一些分歧，但与总阻止本领比的处理一样，仍将它们一并用公式（11）进行拟合。与

先前的情况一样，Geissel等人在最低速度下的数据（其 SP_n^{SRIM}值超过5%的数据误差）未纳入拟合过程。同样处理的还有这些作者的U数据。后者与其他数据 [12, 36], 似乎彼此吻合良好。最低速度下的U数据 [36] （其 SP_n^{SRIM}值超过6%的误差）未纳入拟合。Pb和U数据还补充了在$0.8v_0$ [11]获得的Bi和U数据。这样处理时，忽略了Pb与Bi阻止本领值可能存在的差异。拟合结果列于表II。

图30中，表II所列的拟合参数显示为 HI 原子序数的函数。振幅a_e对应于高速度下的 $SP_e^{\mathrm{expt}}/SP_{\mathrm{SRIM}e}$ 比值，在 0.8–1.2 范围内不规则振荡，即与 $SP_{tot}^{\mathrm{expt}}/SP_{\mathrm{SRIM}tot}$ 比值类似。指数参数值（b_e 和 k_e）决定了低速度下 $SP_{\mathrm{expt}_e}/SP_e^{\mathrm{SRIM}}$的下降；在 $24 \lesssim Z_{\mathrm{HI}} \lesssim 40$范围内，它们在一定程度上彼此相关，且这种相关性可能延伸至更高的 Z_{HI}。这些相关性与 $SP_{\mathrm{expt}\,tot}/SP_{tot}^{\mathrm{SRIM}}$的相关性类似（见图20）。

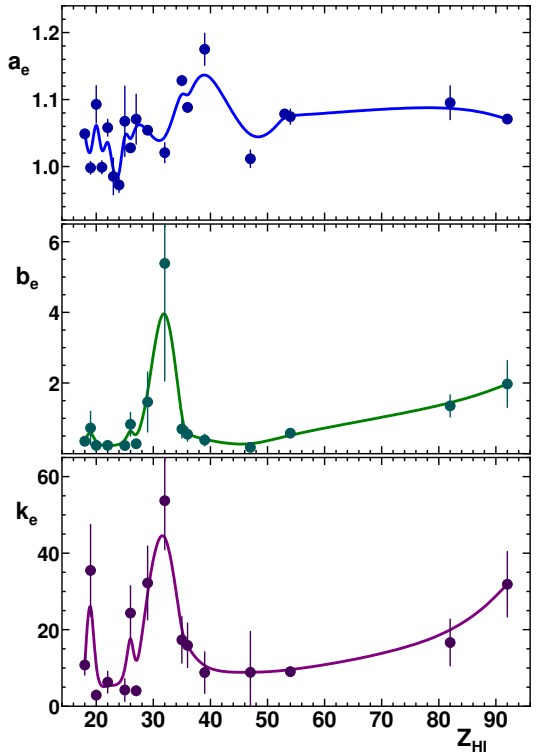


图30. 与图20相同，但展示的是表II所列的拟合参数 a_e、 b_e 和 k_e 。

图31中给出了一些修正后的 SP_e SRIM 数值示例，并与原始数值 [1]进行了比较。可以看出，对于氩及较重离子，当速度 $(V/v_0)/Z^{2/3}{}_{\mathrm{HI}} \lesssim 0.1$时，修正变得显著。

现在，利用 SP_{tot}^{SRIM} 和

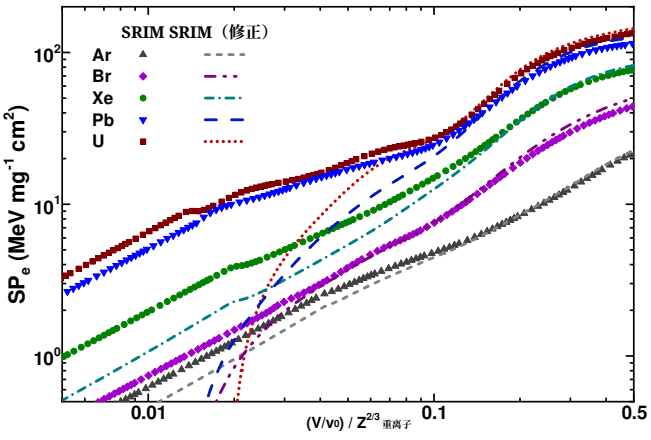


图31. 展示了经公式（11）修正的 SP_e SRIM 阻止本领值（线），并与原始值 [1] （符号）进行比较，涉及氩、溴、氙、铅和铀离子。

SP_e^{SRIM}，公式（10）可改写为

$$SP_n^{\mathrm{expt}} = f_{cor}(V_r)SP_{tot}^{\mathrm{SRIM}} - f_{cor}^{e}(V_r)SP_e^{\mathrm{SRIM}}, \quad (12)$$

因此，可以对特定重离子的核阻止本领进行经验估算。相应的阻止本领值由表 I 和表 II 中列出的 $f_{cor}(V_r)$ 和 $f_{cor}^{e}(V_r)$ 函数的参数值确定。

C. 核阻止本领估算

为便于说明，第 IIB 节中提到的不同核阻止本领近似方法以约化 $S_n(\varepsilon)$ 函数的统一形式显示于图32。这些函数与 SRIM 计算中使用的“通用”核阻止本领进行比较:

$$S_n^{\mathrm{SRIM}}(\varepsilon) = \frac{0.5\ln(1+1.1383\varepsilon)}{\varepsilon + 0.01321\varepsilon^{0.21226} + 0.19593\varepsilon^{0.5}}, \varepsilon \leqslant 30;$$
$$S_n^{\mathrm{SRIM}}(\varepsilon) = 0.5\ln(\varepsilon)/\varepsilon, \qquad \varepsilon > 30; \quad (13)$$

其中约化能的确定方式为

$$\varepsilon = 32.53A_tE/[(A_{\mathrm{HI}} + A_t)Z_{\mathrm{HI}}Z_t(Z_{\mathrm{HI}}^{0.23} + Z_t^{0.23})]. \quad (14)$$

此外，还有一个纯经验公式 [14], , 对应于在束流轴前向、接收角较窄的范围内进行的测量（如第 I 节所述）：

$$S_n^{\mathrm{emp}} = 0.75\frac{\ln(0.78\varepsilon^{0.5}+1)}{(0.78\varepsilon^{0.5}+1)^2}, \quad (15)$$

其中 ε 由式（4）确定，也显示在图32中。图中还加入了式（6）所表示的近似（在 [19]中被认为是“最佳”近似）。该近似使用对应于某个屏蔽长度的ε 值

$$a_{scr} = 0.8853a_0/(Z_{\mathrm{HI}}^{1/2} + Z_t^{1/2})^{2/3}, \quad (16)$$

其中 a_0 是玻尔半径，而由式（4）确定的 ε 值采用了另一种屏蔽长度定义 [18]。

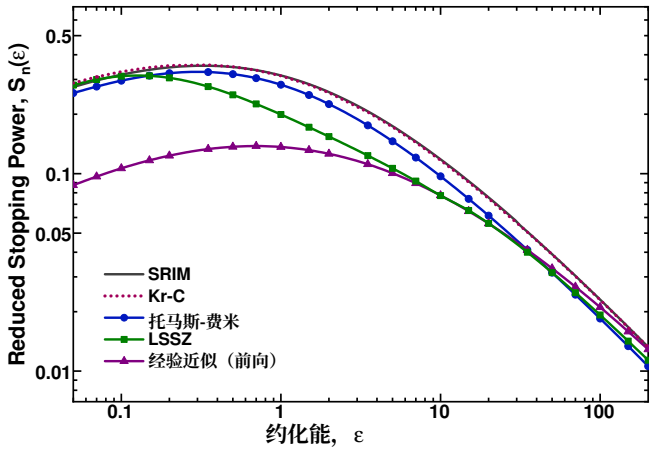


图32。图中展示了约化核阻止本领 $S_n(\varepsilon)$的几种近似：SRIM计算中使用的近似（实线），以及第II B节和本节所考虑的近似。后者分别标记为“托马斯-费米”、“LSSZ” [17], 、“经验近似（前向）” [14]（带符号的实线）和“Kr-C” [19]（点线）。详情请参阅正文。

如图所示，所有近似在 $\varepsilon \gtrsim 10$处给出的 S_n 值都很接近，而在 $\varepsilon \lesssim 10$处则有所不同；在 $\varepsilon = 0.05$处，$S_n^{\rm emp}$之间的差异达到 ∼3 倍。在后续讨论中，将通过把利用公式（12）得到的 $SP_n^{\rm expt}$转换为约化 S_n 值而导出的 $S_n(\varepsilon)$依赖关系，与SRIM近似和分别由公式（13）和（15）给出的经验近似进行比较。

将公式（12）应用于约化后的$S_n(\varepsilon)$函数并随后转换数据，得到三种不同的近似，分别对应三组重离子。这些结果似乎颇出人意料，如图 33–35所示。

图 33展示了 Ar、Ca、Sc、Ti、Mn、Y 和 Ag 离子的 $S_n(\varepsilon)$依赖关系。这些依赖关系的变化趋势相似，差异不超过 ∼2倍。在 $\varepsilon < 2$处，Ar、Ca、Sc、Ti 和 Y 的 S_n值接近公式（15）给出的数值。与 SRIM 和经验近似 [（分别为公式（13）和（15））相比，所有依赖关系中的S_n 值在 $\varepsilon > 2$ 处都急剧下降]。鉴于 $SP_n^{\rm expt}$估算值存在不确定性，这组数据以及另外两组数据可用“通用”表达式近似 [19]，并拟合相应参数：

$$S_n = [0.5\ln(1+A\varepsilon)]/(\varepsilon + B\varepsilon^C), \quad (17)$$
$$S_n = [A\ln(B\varepsilon)]/[B\varepsilon - 1/(B\varepsilon)^C], \quad (18)$$
$$S_n = 1/(4 + A/\varepsilon^B + C/\varepsilon^D), \quad (19)$$

其中，A、B、C和 D 为拟合参数。对于与特定重离子组相关的此类 S_n（ε）依赖关系，采用了未加权最小二乘法进行拟合。S_n（ε）的变化范围受 $0.2 \lesssim \varepsilon \lesssim 50$ 和 $S_n \gtrsim 0.005$的限制。因此获得的参数值列于Ar–Ag 组的表 III中。3p1和4p表达式 [分别见公式（17）和（19）]，与最佳拟合相对应，如该数据集的图 33所示。

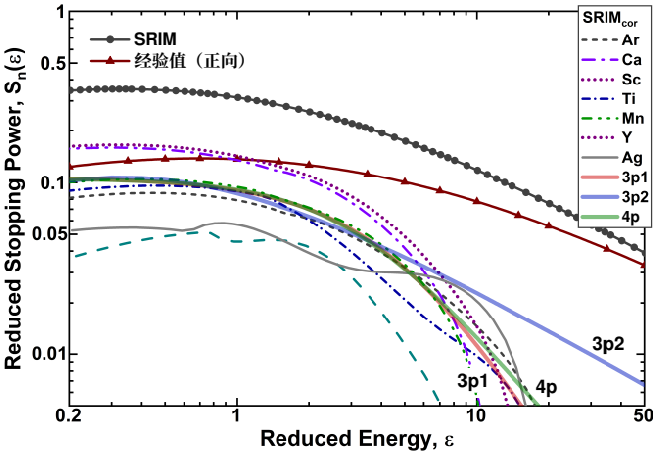


图 33. 图中以相应的间断线表示根据公式（12）得到的 Ar、钙、钪、钛、锰、钇和银的 $S_n(\varepsilon)$ 依赖关系，并与 SRIM 和经验近似值 [1, 14]（对应公式（13）和（15），实线上的圆圈和三角形分别表示这两者）进行比较。根据公式（17）–（19）得到的 Ar–Ag 组的 $S_n(\varepsilon)$ 依赖关系以粗实线表示（分别标记为 3p1、3p2 和 4p）。

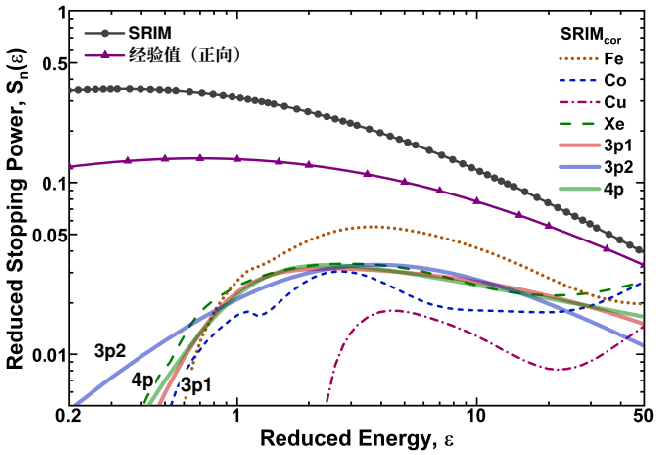


图34. 与图 33 相同，但对象为铁、钴、铜和氙。

图34展示了铁、钴、铜和氙离子的 $S_n(\varepsilon)$依赖关系。它们的变化幅度在$\varepsilon > 3$ 时处于 ∼3 倍以内；与 SRIM 和经验近似相比，$\varepsilon < 3$处的 S_n 值则急剧下降。与前一种情况一样，3p1 和 4p 表达式的拟合效果最佳。该铁–氙组的拟合参数值列于表 III。$\varepsilon < 3$ 处 S_n 值意外地急剧下降，这意味着在低能量下，核阻止在该重离子组中作用较小。这样的

$S_n(\varepsilon)$的行为与前述 Ar–Ag 组中观察到的情况形成对比；后者在低能量下似乎是合理的。同时， $S_n(\varepsilon)$在 $\varepsilon \gg 3$时趋近 SRIM 和经验近似，其值比这些近似所得结果低 2–4 倍，这与前一种情况不同。

表 III。 A、 B、 C和 D 参数值列于此处，它们是将公式（17）–（19）应用于指定离子组、对 $S_n(\varepsilon)$进行拟合所得的结果。这些依赖关系根据 $S_n(\varepsilon)$行为的相似性组合为三组（在第一列中标示）。数据拟合结果也显示于图 33–35中。

重离子组	公式	A	B	C	D
Ar–Ag	17	0.217±0.008	0.09±0.04	2.66±0.31	
	18	0.224±0.035	3.50±1.08	1.10±0.35	
	19	1.53±0.46	-1.66±0.22	5.47±0.35	0[a]
Fe–氩	17	0.070±0.003	0.47±0.16	-2.37±0.88	
	18	0.079±0.006	0.43±0.09	1.51±0.25	
	19	18.2±2.4	-0.29±0.05	22.9±5.2	2.43±0.60
Ge–U	17	0.053±0.003	0.30±0.17	-2.69±1.53	
	18	0.076±0.004	1.00±0.15	3.12±0.90	
	19	44.2±6.2	1.31±0.40	7.91±3.95	-0.84±0.26

[a] 固定值，与最佳拟合相对应。

锗、溴、氪、铅和铀离子的 S_n（ε）依赖关系如图35所示。与之前的情况不同，核阻止仅在$0.5 \lesssim \varepsilon \lesssim 15$区域显现。拟合这些依赖关系得到的 S_n（ε）近似曲线在 $\varepsilon \simeq 3$处达到最大值。该最大值比SRIM和经验近似在此能量下给出的值低4–6倍。 S_n（ε）的这种行为似乎出乎意料。与之前的情况不同，利用公式（17）–（19）得到的 S_n（ε）依赖关系无法在低能和高能范围内提供可接受的近似。

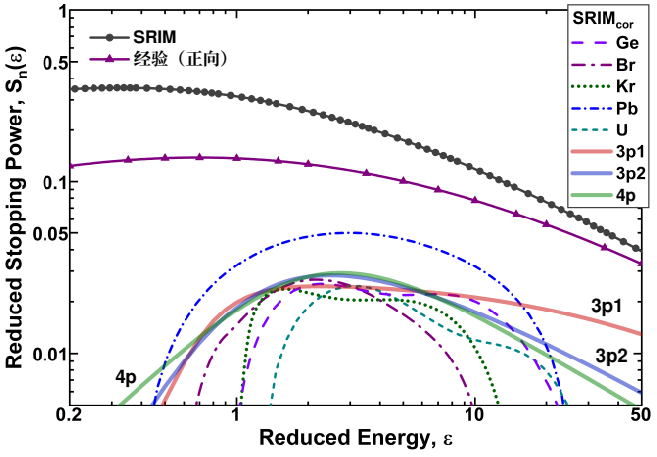


图35。与图33和图34相同，但适用于锗、溴、氪、铅和铀。

IV. 讨论

对$0.8v_0$ 获得的阻止本领数据与采用SRIM/TRIM模型计算/模拟 [1] 获得的类似数据进行定量比较后发现，后者在再现重离子的总阻止本领值和电子阻止本领值方面均存在不足。对于比氩更重的离子，该模型给出的阻止本领比数据 [11], 高出2.5倍；而对于较轻的离子，差异在 +5 范围内，相当于数据 [9, 10] 的-20%；对于数据 [11] ，差异则在-10%至-30%之间（见图1和图4）。数据 [9, 10] 与 [11] 之间的∼20%差异，可能是实验条件不同所致（对于逸出靶的重离子，前向方向相对于束流轴的探测角不同）。另一种解释是，在后续计算中，为获得所需的电子阻止本领分量，需要从测量值中扣除核（弹性）阻止本领；而对核（弹性）阻止本领的处理方式存在不同选项。

在描述实验的其他结果时， [9–11],TRIM模拟显示，与实验中获得的数值相比，氩离子穿过薄靶（∼7 μ g/cm^2）后的能量分布宽度被显著高估了 [9] （见图2）。这与氩离子穿过厚靶（∼30 μg/cm^2）的类似比较形成对照：测得的 [11]宽度与模拟宽度大致相同（见图3）。这些比较针对沿前向离开靶的重离子进行（与测量时的条件相同）。对所有角度的测量进行模拟后发现，氩离子和氩离子的总阻止本领值可能分别增加8.3%和4.6%（见图2和图3）。

将铜离子穿过薄靶（∼5 μg/cm^2）和相对较厚的靶（∼30μg/cm^2）时的总阻止本领值进行比较，发现TRIM模拟与实验 [10, 11]之间存在一些差异。因此，对于薄靶，模拟结果分别比实验数据 [10]和 [11], 高出约6.5%和48%。模拟还显示，至少在 $0.15^\circ \lesssim \theta_{\rm out} \lesssim 1.5^\circ$时，沿前向离开靶的重离子的阻止本领不受出射角影响。然而，对于相对较厚的靶，TRIM模拟结果比测量值 [11] 高出28%。

总体而言，分析结果使我们能够指出，在重离子速度为 $0.8v_0$ [11]时，SRIM/TRIM计算/模拟显著高估了碳的总阻止本领。与此同时，C至钇离子的电子阻止本领数据 [9, 10] 与计算/模拟结果吻合良好。

在 LSS 方法中考虑的数据 [9–11] ，作为 SRIM/TRIM 计算/模拟的替代方案，未能通过采用不同核阻止近似重现。尽管电子阻止本领数据“平均而言”能够得到描述，但计算未能重现实验中观察到的 $Z_{\rm HI}$振荡 [9–11] 。加入计算所得的核阻止本领 [17] 后，与实验总阻止本领数据的吻合程度反而变差

与实验总阻止本领数据相比，计算结果超出数据范围，意味着高估了核阻止本领值。

对总阻止本领和电子阻止本领数据的进一步分析表明，速度高于 $0.2 \leqslant \varepsilon \leqslant 50$时，Ar 至 U 的重离子的约化核阻止本领 $S_n(\varepsilon)$通常低于任何近似[1, 14, 15, 17, 19, 32]的预测值。这种降低取决于重离子的约化能（速度），而且出乎意料的是，还取决于重离子的原子序数。后一种依赖关系表现为指定重离子的 $S_n(\varepsilon)$变化相似，因此可以将它们归为若干簇（组）。

因此，对于条件上划分的第一组（包括 Ar、Ca、Sc、Ti、Mn、Y 和 Ag），当 $\varepsilon < 2$时，Ar、Ca、Sc、Ti 和 Y 的 $S_n(\varepsilon)$关系趋近于经验公式[14]；该公式由相对于束流轴沿前向获得的数据推导而来。与 SRIM 和经验近似 [1, 14] 相比，所有关系在 $\varepsilon > 2$时的 S_n 值都急剧下降。

条件性第二组铁、钴、铜和氙的 $S_n(\varepsilon)$ 值彼此相差 $\sim$3 倍（在 $\varepsilon > 3$ 处），且与 SRIM 和经验近似相比，其 S_n 值在 $\varepsilon < 3$ 处急剧下降。这种出乎意料的表现意味着，对于这组重离子而言，低能量下核阻止的作用很小。 $S_n(\varepsilon)$ 的这种表现不同于第一组；第一组在低能量下的表现似乎是合理的。然而，与前一组不同，拟合得到的 $S_n(\varepsilon)$ 依赖关系在 $\varepsilon \gg 3$ 处趋近于 SRIM 和经验近似，同时仍比这些近似给出的值低 2–4 倍。

对于锗、溴、氪、铅和铀组成的条件性第三组，与前两种情况不同，核阻止仅在 $0.5 \lesssim \varepsilon \lesssim 15$ 的能量范围内出现。拟合得到的 $S_n(\varepsilon)$ 依赖关系的最大值，在相应能量处比 SRIM 和经验近似给出的值低 4–6 倍。 $S_n(\varepsilon)$ 的这种表现同样出乎意料。

因此，可以再次指出，在所考虑的能量范围 $0.2 \leqslant \varepsilon \leqslant 50$ 内，至少对于所研究的重离子而言，碳核（碰撞）阻止本领显著低于任何“通用”近似所预测的值 [1,14, 15, 17, 19, 32], 。这种降低取决于 ε，并且出乎意料地还取决于重离子原子序数。

为探究这种核阻止本领行为的成因，应注意到，核阻止由原子间势 $U(r)$ 决定。这些势是针对 14 种原子系统，通过对自由电子法所得结果进行近似而确定的 [19]。这些近似表示为

$$U(r/a_{scr}) = (Z_{\rm HI} Z_t e^2/r) \sum_{i=1}^{3} C_i \exp(-b_i r/a_{scr}), \quad (20)$$

其中， r 为原子间距， e 为电子电荷， C_i 和 b_i 为拟合常数，而 a_{scr} 为根据式（16）定义的屏蔽半径（长度）。

在 TRIM模拟中，原子间相互作用由“齐格勒-比尔萨克-利特马克（ZBL）通用屏蔽势”确定 [37] （引文依据参考文献 [6]）。ZBL势与式（20）相似，但它使用 8 个拟合参数（$i = 4$），并且“基于对 $Z_{\rm HI}$ 和Z_t范围为 1–82 的 522 对随机选取的原子计算得到的固态原子间势” [6]。屏蔽长度定义为 [6, 18]

$$a_{scr} = 0.885 a_0/(Z_{\rm HI}^{0.23} + Z_t^{0.23}). \quad (21)$$

可以推测，在使用式（20）所示的原子间势进行计算时，能够重现这里得到的 $S_n(\varepsilon)$ 变化。因此，这里所指的可能是与两种碰撞原子对应的特定势所具有的 C_i、b_i 和 a_{scr} 参数的具体取值。在这方面，物质内部离子电荷随能量的变化将决定 $a_{scr}(\varepsilon)$ 的依赖关系。

与式（20）对应的原子间势未考虑重离子在物质内部运动时的原子壳层结构。该结构可能影响离子电荷态，使其不同于根据 a_{scr} 或阻止本领值确定的电荷态。为尝试将这些值与特定原子（亚）壳层的电离联系起来，我们在 $\varepsilon = 3$ 处估算了电荷平均值 $\overline{q}_{\rm HI}$ （对于 Fe–Xe 和 Ge–U 组，该值分别对应于 S_n 极大值，如图 34 和图 35 所示）。估算采用了有效（内）电荷概念 [1, 12, 17, 21, 23, 24, 38, 39] 下阻止本领计算所用的关系式：

$$\overline{q}_{\rm HI} = \overline{q}_{\rm H} (SP_{\rm HI}/SP_{\rm H})^{1/2}, \quad (22)$$

其中，下标 H 表示氢。利用 SRIM阻止本领和 $\overline{q}_{\rm H}$ 计算 [38], ，我们由此得到了 Ar 至 Co 离子的 $\overline{q}_{\rm HI} = 1.5 - 1.6$。该值意味着主要电荷态为 $q^i_{\rm HI} = +1$、$+2$，进而表明，对于钪及更重的原子，相关势应考虑填满的氩壳层以及 $3d$ 亚壳层的外层电子。基于这一假设， S_n（ε）对于从钪到钴的重离子可能表现相似。但事实并非如此，因为 Sc–Mn（Ar–Ag 组）的平均 S_n（ε）函数与铁和钴（Fe–Xe 组）的函数不同，如图 33 和图 34 所示。可以认为，原子间相互作用的其他方面也发挥着重要作用。

利用 Ar 至 U 的 16 种低能入射粒子的现有数据，对重离子中碳的核（碰撞）阻止本领分量进行了定量估算$0.2 \leqslant \varepsilon \leqslant 50$。这些数据对应于所有可研究阻止本领的入射粒子的 21%。大多数重离子缺乏阻止本领数据这一问题，可通过考察其射程[40, 41], 以及重离子诱发核聚变反应产生的蒸发余核（ER）的射程[42]来弥补。最近的一项研究发现，在能量为 $E < 0.1$ MeV/核子时，停止在铝中的 Tb、Dy、Po、At、Rn 和 Ac 蒸发余核的射程明显超过了 SRIM/TRIM 计算/模拟预测的值。实验中用于阻止本领测量的入射粒子无法获得这类及类似的人造低能放射性原子；而核聚变反应能够大量产生它们，从而使研究得以拓展至最重的原子。

[1] J.F. Ziegler，http://srim.org/。[2] https://www-nds.iaea.org/stopping/；C.C. Montanari 和 P. Dimitriou，《核仪器与方法B辑》408，50（2017年）。[3] H. Paul 和 A. Schinner，《核仪器与方法B辑》209，252（2003年）。[4] H. Paul，《核仪器与方法B辑》268，3421（2010年）。[5] H. Paul 和 D. S´anchez-Parscerisa，《核仪器与方法B辑》312，110（2013年）。[6] H. Paul，AIP会议论文集1525，309（2013年）。[7] Y. Zhang，《核仪器与方法B辑》196，1（2002年）。[8] M. Barbui、D. Fabris、M. Lunardon、S. Moretto、G. Nebbia、S. Pesente、G. Viesti、M. Cinausero、G. Prete、V. Rizzi、K. Hagel、S. Kowalski、J.B. Natowitz、L. Qin、R. Wada 和 Z. Chen，《核仪器与方法B辑》268，20（2010年）。[9] B. Fastrup、P. Hvelplund 和 C.A. Sautter，《丹麦皇家科学院数学与物理学通报》35，第10号（1966年）。[10] P. Hvelplund 和 B. Fastrup，《物理评论》165，408（1968年）。[11] W.N. Lennard、H. Geissel、D.P. Jackson 和 D. Phillips，《核仪器与方法B辑》13，127（1986年）。[12] M.D. Brown 和 C.D. Moak，《物理评论B辑》6，90（1972年）。[13] Th. Krist、P. Mertens 和 J.P. Biersack，《核仪器与方法B辑》2，177（1984年）。[14] F.S. Garnir-Monjoie 和 H.P. Garnir，《法国物理学杂志》41，31（1980年）。[15] J. Lindhard、M. Scharff 和 Schiøtt，《丹麦皇家科学院数学与物理学通报》 33，第 14 号（1963年）。[16] A. Dib、H. Ammia、M. Hedibel、A. Guesmia、S. Mammeri、M. Msimanga 和 C.A. Pineda-Vargas，《核仪器与方法B辑》362，172（2015年）。[17] J.F. Ziegler，《应用物理快报》31，544（1977年）。[18] P. Sigmund，见 *Stopping of Heavy Ions*（施普林格现代物理学丛书，2004年），第85页。[19] W.D. Wilson、L.G. Haggrnark 和 J.P. Biersack，《物理评论B辑》15，2458（1977年）。[20] H. Pape、H.-G. Clerc 和 K.-H. Schmidt，《物理学杂志A辑》286，159（1978年）。[21] J.M. Anthony 和 W.A. Lanford，《物理评论A辑》25，1868（1982年）。[22] F. Schulz 和 W. Brandt，《物理评论B辑》26，4864（1982年）。[23] M. Abdesselam、J.P. Stoquert、G. Guillaume、M. Hage-Ali 和 P. Siffert，《核仪器与方法B辑》72，7（1992年）；72，293（1992年）。[24] R.N. Sagaidak、V.K. Utyonkov 和 S.N. Dmitriev，《核仪器与方法B辑》365，447（2015年）。[25] W.H. Trzaska、G.N. Knyazheva、J. Perkowski、J. Andrzejewski、S.V. Khlebnikova、E.M. Kozulin、T. Malkiewicz，M. Mutterer和E.O. Savelieva，《核仪器与方法B辑》418，1（2018年）。[26] Annu Sharma、Shyam Kumar、S.K. Sharma、N. Nath、V. Harikumar、A.P Pathak、L.N.S. Prakash Goteti、S.K. Hui和D.K. Avasthi，《物理学G辑：核与粒子物理》25，135（1999年）。[27] J. Perkowski、J. Andrzejewski、A. Climent-Font、G. Knyazheva、V. Lyapin、T. Malkiewicz、A. Munoz-Martin和W.H. Trzaska，《核仪器与方法B辑》249，55（2006年）。[28] Shyam Kumar、S.K. Sharma、N. Nath、V. Harikumar、A.P. Pathak、D. Kabiraj和D.K. Avasthi，《辐射效应与固体缺陷》139，197（1996年）。[29] V. Harikumar、A.P. Pathak、S.K. Sharma、Shyam Kumar、N. Nath、D. Kabiraj和D.K. Avasthi，《核仪器与方法B辑》108，223（1996年）。[30] V. Sch¨ule和S. Kalbitzer，《物理学杂志A辑》340，219（1991年）。[31] V. Harikumar、A.P. Pathak、N. Nath、Shyam Kumar、S.K. Sharma、S.K. Hui和D.K. Avasthi，《核仪器与方法B辑》129，143（1997年）。[32] J. Lindhard、V. Nielsen和M. Scharff，K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd. 36，第10号（1968年）。[33] J. Perkowski、J. Andrzejewski、A. Javanainen、W.H. Trzaska、K. Sobczak和A. Virtanen，《真空》83，S73（2009年）。[34] A. Echler、P. Egelhof、P. Grabitz、H. Kettunen、S. Kraft-Bermuth、M. Laitinen、K. M¨uller、M. Rossi、W.H. Trzaska和A. Virtanen，《核仪器与方法B辑》391，38（2017年）。[35] J. Jokinen，《核仪器与方法B辑》124，447（1997年）。[36] A. Echler、A. Bleile、P. Egelhof、S. Ilieva、S. Kraft-Bermuth、J.P. Meier和M. Mutterer，《低温物理学杂志》167，949（2012年）。[37] J.F. Ziegler、J.P. Biersack和M.D. Ziegler，*SRIM: The Stopping and Range of Ions in Matter*，SRIM公司，美国马里兰州切斯特，2008年。[38] J.F. Ziegler，《核仪器与方法》168，17（1980年）。[39] M. Barbui、D. Fabris、M. Lunardon、S. Moretto、G. Nebbia、S. Pesente、G. Viesti、K. Hagel、J.B. Natowitz和R. Wada，《核仪器与方法B辑》268，2377（2010年）。[40] D. Powers、W.K. Chu和P.D. Bourland，《物理评论》165，376（1968年）。[41] P.L. Grande、P.F.P. Fichtner、M. Behar和F.C. Zawislak，《核仪器与方法B辑》33，122（1988年）。[42] R.N. Sagaidak、N.A. Kondratiev、L. Corradi、E. Fioretto、G. Montagnoli、F. Scarlassara和A.M. Stefanini，《物理评论》C 99，014602（2019年）。